岩波講座
物理の世界

ＣＰ非保存と時間反転

岩波講座 物理の世界

素粒子と時空2

CP非保存と時間反転

失われた反世界

三田一郎

岩波書店

編集委員

佐藤文隆

甘利俊一

小林俊一

砂田利一

福山秀敏

装丁

岡本洋平

本文図版

飯箸　薫

まえがき

素粒子論によれば，宇宙の創成がビッグバンに始まるならば物質と反物質は厳密に同量でなければならない．しかしわたしたちの身のまわりにも，またこの宇宙にも反物質は存在しない．ではつくられた反物質はどこにいったのか？　これは真に，わたしたちの存在の起源を問う謎である．この謎を解く鍵は，サカロフによって発見された「物質で構成された宇宙がつくられるためには，物質の振る舞いと反物質の振る舞いは等しくあってはならない」という定理である．つまり宇宙が膨張していくとき，物質に働く物理法則と反物質に働く物理法則が同じではなく，物質のほうが多くつくられなければならない．わたしたちの日常生活を支配している物理法則は，だいたい 0～1000°C の物質に働く物理法則である．仮にビッグバンの 10^{-20} 秒後に物質のほうが多く生成されるとすると，そのとき宇宙の温度は 10^{20}°C に達しており，この温度では粒子のエネルギーが高く陽子や中性子のようなクォークでつくられた構造をもつ状態は，衝突で破壊され，存在できない．基本粒子であるクォーク，電子，光子などの世界である．それより以前となるとさらに高温となり，クォークや電子も破棄され，通常の物理法則は成り立たない可能性もある．もはやわたしたちの知らないより基本的な粒子の世界の物理法則が存在し，そこでは物質と反物質が違った振る舞いをすると考えられる．

いったいいつ物質の世界がつくられたのか？　また，それはどのような物理でつくられたのであろうか？　この謎が解けれ

ば基本的な物理法則に一歩近づける．

この物質と反物質の振る舞いに違いがあることをCP非保存という．Cは可電共役，PはパリティーでCPは物質と反物質の対性性を意味する．

驚くべきことに1964年にK中間子の崩壊過程でCPが0.2%程度破れていることが発見された．この現象を説明するのに現在最も有望なのは小林-益川理論である．この理論ではK中間子崩壊過程でのCP非保存は0.2%だが，B中間子の崩壊過程でのCP非保存はほぼ100%近いことが予言されている．このCP非保存とわれわれの存在とは関係あるのだろうか．

これらを解明するために，筑波にある高エネルギー加速器研究機構(KEK，以後，高エネルギー物理学研究所)と米国のスタンフォード線形加速器研究センター(SLAC)ですさまじい競争が始まった．最先端技術でB中間子崩壊過程を調べるBファクトリーをはじめ，欧米でもさかんに研究されている．

最後になったが，岩波書店編集部の諸氏には，さまざまなことでお世話になったことを感謝する．

2001年10月

三田一郎

目　次

1
素粒子と宇宙

人間は昔から，

(1)夜空を見上げながら，わたしたちはなぜ存在するのだろうか，この宇宙はどのようにしてできたのだろうか，と疑問を持ちつづけてきた．

(2)また，わたしたちは何からできているのだろうか，そもそも物質ってどのようにできているのだろうかと疑問を持ち，小さいもの，より基本的な物質は何か，と追求してきた．

そして，現在この世の中で一番大きいもの「宇宙」と一番小さいもの「素粒子」の両者を統一的に理解できる可能性がでてきた．それがビッグバン宇宙論である．

ビッグバン宇宙論では，この宇宙は大爆発で誕生したと言われている．針の先よりも，もっともっと小さな球の中に莫大なエネルギーが押し込まれていた．つまり，この宇宙の全部がこの小さな球の中に閉じ込められていた．

これはいったいどのような状態かを考えてみよう．まず，ピストンにガスを入れて，ピストンを押し込むと体積が小さくなる．そうすると温度が上がり，より高いエネルギー状態になる．

ガスの分子の運動が活発になるからである．ある程度以上に分子運動が活発になると，分子どうしが衝突したときに分子が壊れてさらに小さい原子になる．このように，物質を小さい体積に押し込めば変化する．

たとえば，この地球を針の先のような小さな球に閉じ込めれば地球を構成する物質が変化する．原子核や陽子などは，このような高いエネルギーの状態で存在できない．なぜなら小さい空間に閉じ込められた粒子の運動は活発になり，お互いに衝突して原子核はさらに小さい陽子と中性子に壊れ，さらに，陽子や中性子も基本粒子，クォークに壊れてしまうからである．

ビッグバン宇宙論では，宇宙全体が含まれた莫大なエネルギーの小さなかたまりが大爆発し，膨張する．体積が大きくなると温度が下がり，エネルギーが物質に変化していく．このようにしてこの宇宙はできた．

宇宙全体をつくるのに必要なエネルギーが小さな球の中に閉じ込められたときの温度はわたしたちの考えうる最高の温度である．もしクォークがより基本的物質で構成されていたならば，クォークも，ある温度以上では基本粒子に壊れる．このように考えると，初期宇宙に存在する粒子こそ基本粒子である．宇宙の起源を理解することと，基本粒子を理解することはこのようにして結ばれている．

ただしこのシナリオだけではこの宇宙は存在できない．

わたしたちの知る素粒子は，みなそれぞれの反粒子という相棒をもっている．陽子には反陽子，中性子には反中性子，電子には陽電子という相棒がいる．それら反粒子たちは元の粒子と同じ質量，同じ寿命，同じスピンをもつ．ただし，もっている

電荷など，あらゆる量子数*の符号がひっくり返っている．

もし **CP** 対称性が保たれていれば反粒子と反粒子の間に作用するあらゆる力は，粒子と粒子の間に作用する力とまったく同じであり，物質が存在すれば，その反物質も存在する．したがって反宇宙も存在する．一方，物質と反物質が近づくと，お互いを消滅させ，その質量がアインシュタインの有名な式 $E=mc^2$ によってエネルギーに変わる．すなわち宇宙と反宇宙は消滅する．

言い換えれば初期宇宙はエネルギーのかたまりで，このエネルギーが物質に変化したならば同量の反物質も生成され，後から生成された物質と反物質は消滅し合う．そうすると光子だけの宇宙になり，現在の宇宙は存在できない．したがって，これは真に，わたしたちの存在の起源を問う謎である．

ここでは，わたしたちがどうしてこの宇宙に存在するのかを素粒子の観点から考えていきたい．

* 後ほど詳しく説明するが，素粒子を特徴づける電荷のような数は複数あり，この数を量子数という．

2
素粒子と反素粒子

わたしたちの知る素粒子は，それぞれ反粒子という相棒をもっている，と前章で述べたが，ここでは，物理法則からどのようにして反粒子の存在が導かれるかを説明する．

■2.1　$E = mc^2$

ニュートン力学では，質量 m の粒子が速度 v で運動した場合，その物質の運動エネルギー E は

$$E=\frac{1}{2}mv^2 \tag{2.1}$$

と学んだ．しかし，アインシュタインの式では静止している物質も，質量を持つ限りエネルギーを持つ．このエネルギーはどのくらいかというと，250 分の 1 グラムの物質で，深さ 2 m×長さ 50 m×幅 10 m のオリンピックプールの 0℃ の水を瞬時に沸騰させるほどのエネルギーである*．

---

*　この原理が原子力発電なのだが，言うまでもなく，このように巨大なエネルギーの源は管理体制をきちんとしなければ人類の役に立つように安全に運用することはできない．

わたしたちの生活に限れば反物質は縁が薄い存在である．日常生活に必要な物理法則は，反物質があってもなくても変わらないからである．このこともアインシュタインの式から導かれる．

質量 m をもつ粒子のエネルギー(E)と運動量(p)の関係は

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \tag{2.2}$$

である．c は光速度である．例えば 2 つのビリヤードボールをぶつけ合うとしよう．いくらわたしたちがビリヤードボールを強くたたいても速度 v は光速 $c = 3\times10^8$ m/sec に比べて圧倒的に小さい($v \ll c$, $p = mv \ll mc$)．したがって，式(2.2)は

$$\begin{aligned} E &= mc^2\sqrt{1+\frac{p^2}{m^2c^2}} \\ &\approx mc^2 + \frac{p^2}{2m} \end{aligned} \tag{2.3}$$

と近似される．ニュートン力学(古典力学)では物質の質量は変化しないので，質量に対応するエネルギー mc^2 は運動に影響がなく，運動を考えるにはビリヤードボールの運動エネルギー

$$E_{古典} = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2}mv^2 \tag{2.4}$$

のみ考慮すればよい．

このようにして，古典力学の運動は相対論的力学の特殊な場合の近似であることがわかる．物理の法則式(2.2)はわたしたちの観測能力が古典的運動に限られている場合，式(2.4)に変わる．

ところが，法則(2.2)と法則(2.4)とは大きな違いがある．法則(2.2)から

$$E = \pm\sqrt{p^2c^2+m^2c^4} \tag{2.5}$$

とエネルギーに対して2つの解が得られる．この負のエネルギーの状態をいったいどのように物理的に解釈するかがこの章の目的である．答えを先に言うと，この負のエネルギーの状態を「反粒子の状態」と解釈する．

法則(2.4)はエネルギーが負の解を削除している．式(2.3)にある mc^2 が運動エネルギーと比べて圧倒的に大きい．したがって，正のエネルギーの状態を考えるとき，負のエネルギーの世界は別世界とみなすことが可能で，無視できる．

■2.2　$E = -\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$ の物理的意味

粒子の速度 v を大きくし，光速 c に近づいたとしよう．この場合，式(2.3)の近似はできず，負のエネルギーの状態も運動に影響してくる．

負のエネルギー状態とはどう解釈したらよいのか．物質の運動はエネルギーの高い状態から，低い状態に落ちて行く．たとえば，坂道の一番高い場所に停止している車は一番低いところに停止している車よりエネルギーが高い．したがってブレーキをはずすと，どんどんスピードを上げて坂道を下る．

$E=-\sqrt{p^2c^2+m^2c^4}$ の状態は運動量が大きければ大きいほどエネルギーが低くなる．したがって停止している車は，エンジンをかけなくても，自然に走り出すことになる．車だけでなく，世の中のあらゆる物質が運動量をどんどん増して加速して行く．つまり，安定した世界が存在しない．

これではだめだ．わたしたちはどこで間違えたのか？　この

負のエネルギーの解をただ見捨てる前に，反粒子の存在を仮定しよう．

負のエネルギー状態において電荷 e の粒子が静止状態で「生成」されたとする．その系のエネルギーは mc^2 だけ下がり，電荷は e だけ上がる．この過程に比べ，正のエネルギー状態において電荷 e の粒子が「消滅」されたとしよう．同じように，その系のエネルギーは mc^2 だけ下がる．ただし，電荷は電荷 e だけ下がる．次に正のエネルギー状態において電荷 $-e$ の粒子が消滅されたとしよう．すると，その系のエネルギーは mc^2 だけ下がる．また電荷は e だけ上がる．これは，エネルギー負で電荷 e の粒子が静止状態で生成された場合と現象としては同じである．

ここで，**反粒子**を定義して，エネルギー負で電荷 e の粒子が静止状態で生成されたとは，エネルギー正で電荷 $-e$ の静止している反粒子が消滅されたと考える．そうするとエネルギーは mc^2 だけ下がり，電荷は e だけ上がる．同じようにエネルギー負で粒子が静止状態で消滅されるとはエネルギー正で反対の電荷の反粒子が生成されたと考える．

運動量 p で運動する負のエネルギーの粒子を生成することはまったく同じ質量の運動量 $-p$ で運動する反粒子を消滅することと定義する．

このことを日常の例をもって説明する．

・水が沸騰するとき，水中に水蒸気が泡となって現れる．この泡の運動はあたかも白い粒子が上に向かって運動しているように見えるが，蒸気より液体のほうが重いので液体は下に落ち，泡が上に上るように見える．泡は液体がない状態だが，あたかも質量をもった粒子のように見える．泡は

反液体で粒子として扱える.

・乾電池で豆電球を照らそう. 電流は乾電池の正の電極から負の電極に正の電荷が流れると定義されているが, 実は電子が逆さまに流れていることは現在常識である. よく知られていることだが, 伝導体には電子が占拠できる穴を持った原子が存在する. 電子は電圧を感じ, その穴をつたわって電圧の低いほうから高いほうに運動する. この運動はあたかも電子の反対の電荷を持った穴が電圧の高いほうから低いほうに運動するように考えられる.

電流の例からわかるように, もし粒子の電荷を e としたら反粒子の電荷はその反対 $-e$ となる.

上記の議論をまとめる. 平方根を取ったとき $\pm$ の符号が出る式(2.5)において, 負の符号は意味がないといって捨ててしまわず, 負のエネルギーの状態がどのような物理的意味をもつか, 真剣に考えることによって反粒子の存在を予言することができた. 負のエネルギーの解は, 粒子と同じ質量を持つが, あらゆる性質がまったく正反対の粒子が存在することを予言する. この粒子を**反粒子**とよぶ.

■2.3 陽電子の発見

2.2 節で反粒子が存在することを負のエネルギーの解($E = -\sqrt{p^2c^2+m^2c^4}$)の物理的解釈から仮定したが, もちろんこのような突拍子もない仮定は実験で確認される必要がある.

1930 年にアンダーソンは宇宙線の研究を霧箱を使って行っていた. 霧箱では箱の中にガスを入れ, 気圧を上げることにより, 気体と液体とが共存するような状況がつくられる. その中を荷

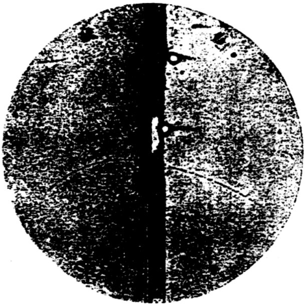


図 2.1　陽電子の発見

電粒子が通り抜けると，粒子が通過した近くの分子がイオン化され，その場所に液体が集まり荷電粒子の飛跡が見えるようになる．

図 2.1 に示された飛跡は，霧箱の中に薄い鉛の板を置き，平面と直角に磁場をかけて観測されたものである．荷電粒子は鉛の板を通り抜けるとエネルギーを失い，飛跡の周りの分子はイオン化されやすくなり，飛跡は濃くなる．このようにして，粒子は右から左に向かって通りぬけたことが示される．荷電粒子は磁場と垂直に運動すれば飛跡はカーブする．この場合，運動量の方向がわかっているので，飛跡の曲率から $\dfrac{e}{m}$ の符号が測れる．この飛跡は，電子とまったく同じ大きさの $\dfrac{e}{m}$ だが反対の符号の粒子(陽電子)の飛跡であることが示された．

このようにして，質量が電子と同じで電荷が電子の電荷と正・負反対の反粒子が存在するという突拍子もない仮定の正当性が示された．

■2.4 反粒子と複素共役

今まで議論してきたことをここでは多少厳密に書く.

…………量子力学

量子力学でよく出てくる**シュレーディンガー方程式**は

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\psi(x,t)=H\psi(x,t)$$

とかけ，H は**ハミルトニアン**とよばれている．この方程式が系の時間発展をすべて決める．ここで，$\psi(x,t)$ は x 方向に運動する粒子の波動関数である．

外力など束縛をうけない粒子の場合，$\psi(x,t)$ はシュレーディンガー方程式

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\psi(x,t)=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\psi(x,t) \tag{2.6}$$

を満たす．つまり，この簡単な系では H は

$$H=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}$$

という演算子で表わせる．この式を導いてみよう．束縛条件をうけない自由粒子の古典的な運動エネルギーは，式(2.4)の $E=p^2/2m$ で与えられる．いま $\psi(x,t)$ を粒子の波動関数とすると，形式的に

$$\left(E-\frac{p^2}{2m}\right)\psi(x,t)=0 \tag{2.7}$$

と書ける．

さて，量子力学では運動量とエネルギーは演算子と考え

$$p_x = -\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}$$
$$E = \mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \qquad (2.8)$$

と書く．この演算子を式(2.7)に代入し式(2.6)を導いてほしい．

式(2.6)の特解は $\mathrm{e}^{-\mathrm{i}Et}\mathrm{e}^{\mathrm{i}px}$ で，任意の p について解が存在する．この特解は束縛条件をうけない自由粒子が運動量 p，運動エネルギー E で運動している波動関数になっている．一般解は $A(p)$ を任意の関数とすると，

$$\psi(x,t) = \int \mathrm{d}^3pA(p)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}Et}\mathrm{e}^{\mathrm{i}px} \qquad (2.9)$$

となる．

…………**相対論的量子力学**

古典的運動の量子力学への移行はシュレーディンガー方程式(2.6)で与えられる．この式は古典的運動エネルギーと運動量の関係式(2.4)から導かれた．

光速に近い速度で運動する粒子($v \sim c$)の運動方程式は式(2.4)を相対論的な式(2.2)で置き換え，式(2.7)のかわりに

$$E^2\phi(x,t) = (p^2c^2+m^2c^4)\phi(x,t) \qquad (2.10)$$

となる．ただし，波動関数 $\psi(x,t)$ を $\phi(x,t)$ とした．さらにこの式を，$p_x{=}-i\hbar\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}$ と $E{=}\mathrm{i}\hbar\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}$ で置き換えると

$$-\hbar^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2}\phi(x,t) = \left(-\hbar^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}+m^2c^4\right)\phi(x,t) \qquad (2.11)$$

となる．この方程式は**クライン-ゴルドン方程式**といい，運動量

p の解は

$$\phi(x,t) = \int \mathrm{d}p^3[\mathrm{e}^{\mathrm{i}Et}A(p)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}px}+\mathrm{e}^{-\mathrm{i}Et}B(p)\mathrm{e}^{\mathrm{i}px}] \qquad (2.12)$$

で与えられる．式(2.2)を考慮すると，右辺の第 1 項が

$$E = +\sqrt{p^2c^2+m^2c^4} \qquad (2.13)$$

に対応する粒子の解で，第 2 項が

$$E = -\sqrt{p^2c^2+m^2c^4} \qquad (2.14)$$

に対応する反粒子の解である．すなわち一般解は 2 つの解の和になっている．

式(2.6)も式(2.11)もなにも根拠なく書かれたように見えるであろう．まったくその通り．もちろん自然を説明するためにさまざまな思索の結果ではあるが，物理学とはこのように直感で式をポンと書いて，その式が自然の振る舞いをうまく説明できるかできないかで判断する．反粒子の予言もそうであった．自然が「うん」と言えばその理論は正しい．実験で正しいことが証明されれば導いた根拠や経過など気にしない．そこが物理と数学の違いで，物理のほうが，数学の論理的証明を待たずに，一気に飛んで理論を発展することが可能だ．

■2.5　複素共役と反粒子

さてここまで議論してきた結果の中で，虚数「i」が付いているところを調べてみよう．式(2.9)や式(2.12)で必ず（it）や（ip）のコンビで出てくることに気がつく．つまり，複素共役をとると $t \to -t$，$p \to -p$ と時間や運動量が負に変換する．式(2.12)も

複素共役をとると，右辺の第1項が反粒子の解で，第2項が粒子の解に入れ替わる．

このように，粒子と反粒子の世界は複素共役で結ばれていることがわかる．

量子力学に出てくる波動関数は複素関数である．「i」が非常に重要な役割をする．もう1つ「i」が重要な役割をするところを見てみよう．量子力学で一番重要な概念は**不確定性原理**で次式で与えられる．

$$[x, p_x] = \mathrm{i}\hbar \tag{2.15}$$

[,] はポアソンのブラケットとよばれ，$[A, B]=AB-BA$ という演算子を表わす．式(2.15)の場合

$$p_x = -\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} \tag{2.16}$$

を使い，

$$[x, p_x]f(x) = \left(-x\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}+\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}x\right)f(x) = \mathrm{i}\hbar f(x) \tag{2.17}$$

となることを表わす．この式に現われる「i」はいったいどんな役割をするのだろうか．時間を逆さまにしても x は不変だが，p_x は逆向きになる($p_x \to -p_x$)．つまり式(2.15)は時間を逆にすると左辺は「－」の符号がつき，右辺は定数なので符号は変わらない．すなわち，不確定性原理と時間反転は矛盾する．

量子力学で一番基礎的な概念である不確定性原理は時間反転対称性と矛盾するのか？　もしそうだとすると，量子力学と古典力学は根本的に異なる物理学であることを意味する．これでは困る．量子力学と古典力学は密接な関係があることを前提に

理論はつくられてきた．

ところが右辺の「i」が，この矛盾から救ってくれる．時間反転を考えるときは右辺は複素共役をとるべし，と時間反転を定義することによって量子力学の一番基礎的な不確定性原理と時間反転対称性が矛盾なしに定義できる．

3
対称性

物理学の法則はパリティ変換，時間変換，粒子・反粒子変換の対称性を持つと考えられていた．ところがこれらの対称性は素粒子の反応では破られていることがわかった．どのように破られているのか，なぜ，そのように破られているのかを理解することは基本理論を構成するのに大きなヒントを与える．

■3.1　古典力学

わたしたちの世界と鏡の中の世界は同じであろうか．わたしたちの顔は完全に左と右は対称ではないので現実の自分の姿と鏡で見る自分の姿とは区別がつく．地球上では引力があるので上と下の区別がつく．ではもっと基礎的なレベルで物理の法則は座標を反対にした場合($\boldsymbol{r} \leftrightarrow -\boldsymbol{r}$)，変化するであろうか．

…………パリティ変換(P)

ビリヤードボールが図 3.1(a)のように初期速度 $\boldsymbol{v}_\mathrm{I}$ で打たれた．そして壁で跳ね返り，最終的に $\boldsymbol{v}_\mathrm{F}$ の速度で運動する．この

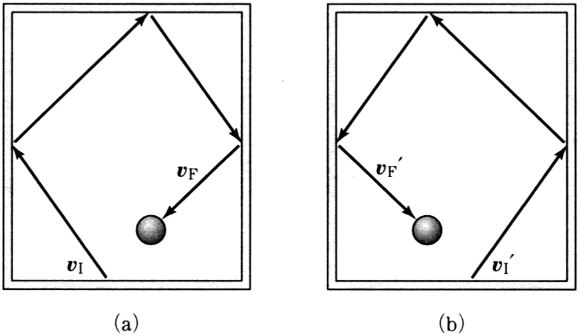


図 3.1 (a)ビリヤードボールの運動を録画する．(b)フィルムを裏返しにして再生した映像で(a)は左右反転の関係にある．力学はパリティ対称性があるのでどちらが本当の再生でどちらが裏返しかわからない．

運動をフィルムに録画する．そしてフィルムを裏返しにして再生する．その運動は 3.1(b)のように写される．この 2 つの運動は左右対称な関係にあるが，フィルムを見ただけではどちらが本当の運動だかわからない．なぜ見ただけでどちらが本当の運動だかわからないのだろうか．

それは力学の運動方程式が水平の座標 $x \to -x$ の変換に対し不変だからである．わたしたちは何度もビリヤードボールの運動を観測しているので，両方の運動が物理的に可能であることを頭の中に入力している．この力学が持つ性質で，物質の運動方程式は $\boldsymbol{r} \leftrightarrow -\boldsymbol{r}$ 変換(**パリティ変換**)で不変であることを**パリティ対称性**という．これを記号 $\mathbf{P}$ で表わす．

…………時間変換(T)

現実の時間はなぜ一方にしか進まないのであろうか．しかし，力学の法則は時間反転の対称性をもつ．図 3.2 のようにフィル

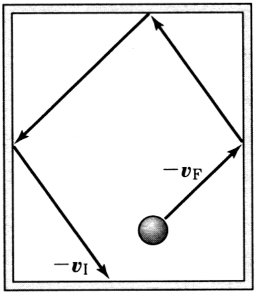


図 3.2　フィルムを逆さまに再生した.

ムを反対に回したとき，この運動を見ただけでフィルムが反対に回っていると気がつくだろうか．パリティ不変性を議論したときのようにわたしたちは何度もビリヤードボールを観測しており，フィルムを反対に回したときの運動も物理的に可能な運動だということを学習している．だから気がつかない．この時間の進行を反対にすることを**時間変換**といい，物理の法則がこの変換で変化しないことを**時間変換の対称性**を持つという．これを記号 $\mathbf{T}$ で表わす.

…………荷電共役(C)

$E=\pm\sqrt{m^2c^4+p^2c^2}$ の「＋」と「－」の解でどちらを粒子の世界でどちらを反粒子の世界と呼ぼうが，区別はつかない．これを**荷電共役対称性**という(これを記号 $\mathbf{C}$ で表わす)．つまり粒子の間に働く力とまったく同じ力が反粒子の間に働けば，物質の宇宙があれば，反物質の宇宙があるはずである.

■3.2 電磁気学

電磁気学ではどうであろうか．力学ではわたしたちがよく知っているビリヤードボールの例で議論したが，こんどは運動方程式の対称性を議論する．

ここでは電磁気学の対称性を検討するプロセスを紹介するために，マクスウェル方程式と呼ばれる4つの方程式を書く．この章ではマクスウェル方程式の対称性を考えるだけで実際に式を解かないので安心してほしい．この式で原理的には，すべての電磁気による現象の説明ができる．もちろん式を書くだけで物理を完全に理解したことにはならない．この式の解をあらゆる問題で議論するのが電磁気学である．

電磁気学のもつ対称性を議論するには，この式の対称性を理解すればよい．粒子が電磁相互作用でどのような反応をするかを考えるにはこのマクスウェル方程式の解を求めなければならないが，それには方程式のもつ対称性が役に立つ．

電荷密度 ρ と電流密度 $\boldsymbol{J}$ がつくる電場 $\boldsymbol{E}$ と磁場 $\boldsymbol{B}$ は，**マクスウェル方程式**

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{E}=4\pi\rho \tag{3.1}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{B}-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}=\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{J} \tag{3.2}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{B}=0 \tag{3.3}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}=0. \tag{3.4}$$

を満たす．ここでは，ごく物理的な議論から，ある対称性変換に対してマクスウェル方程式に現われるそれぞれの物理量がどのように変換するかを考え，マクスウェル方程式がその変換に対して不変であることを確認する．

…………荷電共役(**C**)

荷電共役とは粒子と反粒子を入れ換える変換である．反粒子の電荷は粒子の電荷 e の逆で $-e$ なので，電荷がかかわる物理量はすべて $\rho \xrightarrow{\mathbf{C}} -\rho$, $\boldsymbol{J} \xrightarrow{\mathbf{C}} -\boldsymbol{J}$, $\boldsymbol{E} \xrightarrow{\mathbf{C}} -\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B} \xrightarrow{\mathbf{C}} -\boldsymbol{B}$ と変換される．すなわちマクスウェル方程式に出てくる量が全部反対の符号を持つ量に変換される．なぜ電場と磁場が上記のように変換するのかを考えてほしい．(ヒント：電場は 2 つの異なった電荷の粒子の間に存在する．＋の電荷をもつ粒子と － の電荷をもつ粒子の間に生じる電場の方向を考える．磁場の変換を考えるときには，電流の方向が変わった場合，磁場の方向がどう変わるかを考える.)

これらの変換をマクスウェル方程式で実際にやってみればよい．4 つの式の両辺に「－」符号がつくが式としては変化しないことがわかる．

…………パリティ変換(**P**)

荷電粒子が静止していたとする．パリティ変換に対して不変である．したがって電荷密度はパリティで変化しない($\rho \xrightarrow{\mathbf{P}} \rho$)．しかし電流はパリティ変換で反対方向を向く．したがって電流はパリティ変換で方向を変える($\boldsymbol{J} \xrightarrow{\mathbf{P}} -\boldsymbol{J}$)．電場は 2 つの異なった電荷の粒子の間に存在する．2 つの粒子の場所はパリティ変換で入れ替わるので電場も反対方向を向く($\boldsymbol{E} \xrightarrow{\mathbf{P}} -\boldsymbol{E}$)．電流 $\boldsymbol{J}$

の周りに生じる磁場の方向は $\boldsymbol{B}\sim\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{J}$ である．パリティ変換で $\boldsymbol{J}\xrightarrow{\mathbf{P}}-\boldsymbol{J}$, $\boldsymbol{r}\xrightarrow{\mathbf{P}}-\boldsymbol{r}$, だから磁場の方向はパリティ変換で不変である $\boldsymbol{B}\xrightarrow{\mathbf{P}}\boldsymbol{B}$.

実際この変換に対しマクスウェル方程式が不変であることがわかる．（ヒント：$\boldsymbol{\nabla}\xrightarrow{\mathbf{P}}-\boldsymbol{\nabla}$）

…………**時間変換（T）**

時間変換で電荷密度は変化しない($\rho\xrightarrow{\mathbf{T}}\rho$)．しかし電流は流れる方向が反対になる($\boldsymbol{J}\xrightarrow{\mathbf{T}}-\boldsymbol{J}$)．電場は電荷密度が変化しなければ変化しない($\boldsymbol{E}\xrightarrow{\mathbf{T}}\boldsymbol{E}$)．電流が反対方向に流れれば，磁場も反対方向に変換される($\boldsymbol{B}\xrightarrow{\mathbf{T}}-\boldsymbol{B}$)．

この変換に対して実際マクスウェル方程式が不変であることがわかる．

■3.3　なぜわたしたちは若返らないのか

人間の細胞はほとんど電磁気学のもとで運動している．前節に示したように電磁気学は時間反転の対称性をもっている．ではなぜ時間が反対に流れて，わたしたちは若返ることができないのか．この謎を解くために図3.3の運動を見てみよう．図3.3(a)のように，白いボールが黒いボールに衝突し，図3.3(b)のように両ボールが飛び散る．フィルムを逆さに回したら，白と黒のボールが図3.3(b)の逆にテーブルの角の方から走ってきて，衝突し，黒いボールは静止する．そして白いボールだけ図3.3(a)の逆に走る．

この運動は図3.2の運動と違い，フィルムを逆さに回したことがすぐわかる．なぜなら，わたしたちは経験上このような運

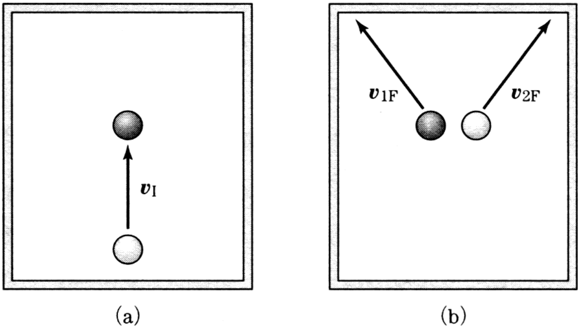


図 3.3　(a)白いビリヤードボールが黒いボールに当たり，両ボールは(b)に示されたように飛び散る．このフィルムを逆さに再生すると，2 つのボールが上のほうから転がってきて，黒いボールが停止し，白いボールが下のほうに走る．

動は熟練したビリヤードボールのプロしか打てないことを知っているからである．

力学の運動を決めるには運動方程式と初期条件が必要である．運動方程式は時間変換で対称であっても，上記の運動を起こす初期条件をボールに与えるのは非常に難しく，成功する確率は非常に小さい．これと同じようにわたしたちの体の中のすべての細胞が，1 分前の状態に戻る初期条件を与えることは不可能に近い．このような理由でわたしたちは年をとるだけである．

■3.4　量子力学と対称性

具体的な例で考えよう．人間の量子力学的状態を $|人(t)\rangle$ と書こう*(脚注次ページ)．わたしたちは常に年をとるから，この状態は時間に依存している．この時間依存性はシュレーディンガー方程式

$$i\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}|人(t)\rangle = H|人(t)\rangle \tag{3.5}$$

に従う.

この式は $E=i\hbar\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}$ を使い，自由粒子の場合に使われた関係式 $E=\dfrac{p^2}{2m}$ の代わりに，もっと込み入った，人間の生活に入ってくるさまざまな効果を取り込んだハミルトニアン H を使った.

なぜ対称性を考えるのだろうか．もしハミルトニアンがパリティ対称性をもつ場合，始状態でパリティ正の状態ならばいつまでもパリティ正である．パリティの固有値が正の状態と負の状態はいくら時間が経っても混ざらない．つまり，終状態を求める場合，解の可能性が半分に減ってしまったことになり，問題がそれだけ簡単になる．このことを次の例で説明する.

性は人間にとって保存されている固有値である.「あの男の人，女の人」というように，性は人間の有効なラベルである．したがって「**性**」を演算子と扱って，

$$\begin{aligned} \textbf{性}\,|人_{男}(t)\rangle &= 男\,|人_{男}(t)\rangle \\ \textbf{性}\,|人_{女}(t)\rangle &= 女\,|人_{女}(t)\rangle \end{aligned} \tag{3.6}$$

と書くと，この 2 つの状態はお互いに遷移せず，状態 $|人_{男}(t)\rangle$ と $|人_{女}(t)\rangle$ は演算子「**性**」の固有状態で，男と女は「**性**」の固有値である.

＊ ここで $|人(t)\rangle$ と新しい表記を使ったので説明する．人を定義するのにどれだけの情報を与えなければならないか．髪の数とか色とか，個人の性質を全部集めてベクトルをつくる．このような個々人の性質はもちろん時間に依存する．$|人(t)\rangle$ は人を定義するためのあらゆる情報が含まれているベクトルである．このベクトルの 1 成分を $|人(t)_i\rangle$ と表わすと，人がどのように年をとっていくかを表わす演算子が行列 H_{ij} である．下に出てくる $H|人(t)\rangle$ は $\sum_j H_{ij}|人(t)_j\rangle$ と行列 H とベクトル $|人(t)\rangle$ の積である.

固有値は時間がたっても変化しない．これを定量的に考えるのに，演算子「**性**」を式(3.5)にかける．人の状態として，$|人_{男}(t)\rangle$ をとると

$$i\hbar\frac{d}{dt}\,\textbf{性}\,|人_{男}(t)\rangle = \textbf{性}\,H|人_{男}(t)\rangle \tag{3.7}$$

と書けて，式(3.6)を使うと

$$i\hbar\frac{d}{dt}\,男\,|人_{男}(t)\rangle = \textbf{性}\,H|人_{男}(t)\rangle \tag{3.8}$$

となり，もし

$$\textbf{性}\,H = H\,\textbf{性} \tag{3.9}$$

が満たされれば

$$i\hbar\frac{d}{dt}|人_{男}(t)\rangle = H|人_{男}(t)\rangle \tag{3.10}$$

となり，$|人_{男}(t)\rangle$ は「**性**」の固有状態で時間がたってもずっと男であることが示せる．

ところで，この秋にどのようなファッションが流行するだろうか，と考えるとき，まず男性の服のことか，女性の服のことか区別をするであろう．この区別をすることによって可能性が約半分減り，簡単になる．

ある晩仙台の居酒屋で飲んでいたとき，ホヤの性別ができるかどうかが話題になった．わたしたちはさっそく専門家に電話して調べたところ，ホヤは雌雄だと教えられた．ホヤの状態 $|ホヤ(t)\rangle$ は「**性**」の固有状態ではない．

さて，式(3.9)を書き直すと

$$[\textbf{性}, H] = 0 \tag{3.11}$$

となる．この場合，演算子「性」はハミルトニアン H と可換であるという．

演算子「性」をパリティー演算子($\mathbf{P}$)に入れ換えて議論してみよう．ここでは $\mathbf{P}$ がハミルトニアンと可換であったとしよう($[\mathbf{P}, H]=0$)．まず $\mathbf{P}$ の固有値をもつ状態 $|\psi, \pm\rangle$ を探す．

$$\mathbf{P}|\psi, \pm\rangle = \pm|\psi, \pm\rangle \tag{3.12}$$

$\mathbf{P}$ と H は可換だから $\mathbf{P}$ の固有値「$\pm$」は時間がたっても変化しない．このことは系の運動を理解するのに非常に重要なことである．系の初期状態が $\mathbf{P}$ の固状態であれば，いっさい反対の固有値をもつ状態は考えなくてよい．

この世界のあらゆる状態を $|A\rangle$ と記述し，$|A\rangle$ はシュレーディンガー方程式を満たす．

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}|A\rangle = H|A\rangle \tag{3.13}$$

上の議論から $\mathbf{P}|A\rangle$ も同じ方程式を満たし，

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\mathbf{P}|A\rangle = H\mathbf{P}|A\rangle \tag{3.14}$$

と書ける．$|A\rangle$ で定義されている世界と $\mathbf{P}|A\rangle$ で定義されている世界とまったく区別がつかない．この場合 $\mathbf{P}$ 対称性が保存されているという．

最後に $\mathbf{P}$ はユニタリー演算子であることを示す．実験で観測する物理量は確率である．状態 $|A\rangle$ が $|B\rangle$ に遷移する確率は $|\langle B|A\rangle|^2$ である．$\mathbf{P}$ で変換した世界で，この確率は $|\langle B|\mathbf{P}^\dagger\mathbf{P}|A\rangle|^2$ であり，もし実験でこの 2 つの世界がまったく区別がつかないならば

$$|\langle B|A\rangle|^2 = |\langle B|\mathbf{P}^\dagger \mathbf{P}|A\rangle|^2 \tag{3.15}$$

となる．$\mathbf{P}^\dagger$ は $\mathbf{P}$ のエルミート共役を表わす．この式はあらゆる状態 $|A\rangle$，$|B\rangle$ で成り立つ．したがって

$$\mathbf{P}^\dagger \mathbf{P} = 1 \tag{3.16}$$

すなわち $\mathbf{P}$ はユニタリー演算子である．

4
素粒子の模型

現在すべての物質は原子からなり，原子は原子核と電子で構成され，原子核はまた陽子・中性子からなっている．観測されている素粒子を整理すると，ハドロン，レプトン，ゲージ粒子に分けられる．ハドロンとは陽子，中性子，π 中間子，K 中間子などお互いに強く作用する素粒子で，レプトンとは電子，ミュー中間子，ニュートリノなど強い相互作用をしない素粒子，そしてゲージ粒子とは光子や W 中間子で，後ほど説明するが電磁相互作用や弱い相互作用に関連する素粒子である．ハドロンはクォークとよばれる，さらに小さい基本粒子から構成されると考えられている．その構成のことを素粒子の模型という．

■4.1　基本粒子

現在観測されているすべてのハドロンは 6 個のクォークで構成されていると考えると，すべて矛盾がなく説明できる．6 個のクォークは

$$\begin{pmatrix} u_\alpha \\ d_\alpha \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c_\alpha \\ s_\alpha \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t_\alpha \\ b_\alpha \end{pmatrix} \tag{4.1}$$

のように3グループに分けられる．この3グループのクォークを1世代(up, down)，2世代(charm, strange)，3世代(top, bottom)とよぶ．これらのクォークは**色**(ここでは α =青，赤，緑色と記述する)という量子数*をもっている．このほかに基本粒子として色をもたない**レプトン**が3世代ある．

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \qquad (4.2)$$

クォーク u, c, t の電荷は $\dfrac{2}{3}e$ で，d, s, b の電荷は $-\dfrac{1}{3}e$，またレプトン ν_e, ν_μ, ν_τ の電荷は0で，e, μ, τ の電荷は $-e$ である．

■4.2　基本粒子に作用する力

光子が電荷に作用するように，グルーオンはこの色に作用するゲージ粒子である．これによって起こる相互作用を記述するのが**量子色力学**(Quantum Chromodynamics, QCD)とよばれる理論である．この相互作用がクォークを束縛するような強い力であり，陽子と中性子を束縛して原子核を構成する力である．また，クォークのような半端な電荷($-\dfrac{1}{3}e$ や $\dfrac{2}{3}e$)をもつ自由な粒子は発見されていない．QCDの性質の一つ，色を持った自由粒子は存在できない，つまり色を閉じ込める性質が最近示された．したがって，自由粒子は無色，つまり複数のクォークや反クォークが束縛し無色の状態だけが，自由粒子として，われ

*　現在観測可能な限りレプトンはクォークに遷移しない．つまり，レプトンの数はいくら時間がたっても不変である．したがってレプトンはレプトン数に対応する演算子の固有状態であり，レプトン数は固有値と考える．このような時間に不変な素粒子の性質を**量子数**という．

われの測定にかかる*.

レプトンは無色なので QCD の力は作用しないし，無色なので自由粒子として存在できる.

■4.3 ゲルマンの素粒子模型

クォークが素粒子をつくる積み木であることをわたしたちに知らせてくれたのがゲルマンの $SU(3)$ 模型だ. $SU(3)$ とは数学の群論でいう $SU(3)$ の対称性をもつことから来ている. 当時知られていた素粒子は全部，u, d, s クォークとそれらの反クォーク $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ とで構成されていることがわかった.

9 個の中間子(メソン)を例に，それがどのように構成されるかを示そう.

クォークのもつ内部量子数であるストレンジネス(S)を縦軸に，アイソスピン(I_z)を横軸にした座標平面に，図 4.1 に示したような 3 角形を 2 個描く. クォークの量子数を (I_z, S) と書くと，$d = (-\frac{1}{2}, 0)$，$u = (\frac{1}{2}, 0)$，$s = (0, -1)$ となり，反クォークは符号が逆の量子数をもつ.

3 個のクォークと 3 個の反クォークの束縛状態で 9 個の中間子が構成される. その中のいくつかの例をあげよう.

π メソンは (u, d) とその反クォークの束縛状態からつくられる.

$$(\pi^+,\ \pi^0,\ \pi^-) = (u\bar{d},\ \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}},\ d\bar{u}) \tag{4.3}$$

---

* クォーク q と反クォーク $\bar{q}$ は反粒子の定義により反対の色をもつ. したがって束縛状態 $q\bar{q}$ は無色な状態である. このような状態を**中間子**とよぶ. また，光の三原色を同等に混ぜると白になるように，3 個の異なる色のクォークの束縛状態で無色の状態をつくることも可能である. この 3 個のクォークで構成された状態を**バリオン**とよび，陽子や中性子もこのような状態である.

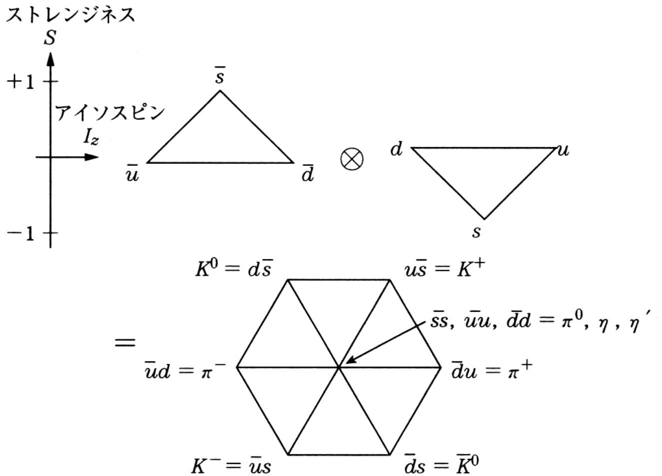


図 4.1 三重項のクォーク $(u,\ d,\ s)$ と反クォーク $(\bar{u},\ \bar{d},\ \bar{s})$ の積から 9 個のメソンが構成される．縦軸がストレンジネス量子数(S)で横軸はアイソスピン(I)を示す．クォーク u, d はアイソスピン $I = 1/2$ で $I_z = (-1/2,\ +1/2)$ でストレンジネス量子数 $S = 0$，クォーク s はアイソスピン $I = 0$, $I_z = 0$ でストレンジネス量子数 $S = -1$ である．反クォークの量子数はクォークの量子数とまったく反対なので，三角形も反対の形をとる．それぞれのクォークの積が構成するメソンは両クォークの量子数の和の量子数を持つ．このようにしてつくられた 9 個のメソンは六角形の頂点に 1 個ずつ K^0, K^+, π^-, π^+, K^-, $\overline{K}^0$，そして中央に 3 個 π^0, η, η' とが存在する．

(u, d) クォークと $\bar{s}$ 反クォークとの束縛状態は

$$\begin{aligned}(K^+,\ K^0) &= (u\bar{s},\ d\bar{s})\\ (\overline{K}^0,\ K^-) &= (\bar{d}s,\ \bar{u}s).\end{aligned} \tag{4.4}$$

ここで注意しておきたいのは，π^0 は自分自身の反粒子であることが式(4.3)から明らかである．

この節の議論もあまり根拠がないようにみえる．素粒子の模型を考えるときにはそもそもあまり根拠がない．美しいとか，一

番簡単だ，ということが根拠になる．もちろんどんなに美しくても，簡単でも，自然がその模型に協力してくれず，その模型が自然と合わなければ，その模型はごみ箱行きである．

でも，この模型は当時発見されていなかった素粒子 Ω^-，s クォーク 3 個の束縛状態とその質量を予言し，その予言がみごとに確認され，クォーク模型が正しいことが実験で示された．

■4.4 素粒子の間に働く力

素粒子の種類について語ったが，それらの間に働く力について説明する必要がある．

…………電磁相互作用

ここではファインマンダイアグラムを用いて電磁相互作用を説明する．例えば図 4.2 のダイアグラムの縦方向は時間的な順序を表わし，横方向は空間的な広がりを表わす．下のほうが過去で，上が未来である．実線は電子 e が時空中を運動する軌跡を表わし，波線が光子 γ の軌跡を表わしている．

この図に示されているように，2 個の電子 e が近づいてきて電気的に反発したとしよう．A で一方の電子が光子を発射して，他方の電子が B で，その光子を吸収すると考える．この光子が電子の運動量の一部を一方から他方へと運ぶので，個々の電子の運動量は変化する．すなわち電子は力を受ける．ニュートン力学以来，力とは運動量の変化であり，この点では現代物理学でも変わらない．ただ現代の量子論では，運動量の変化を両電子が光子を媒介して散乱する遷移振幅として表わす．

このダイアグラムを描くと粒子がどのように作用しているか

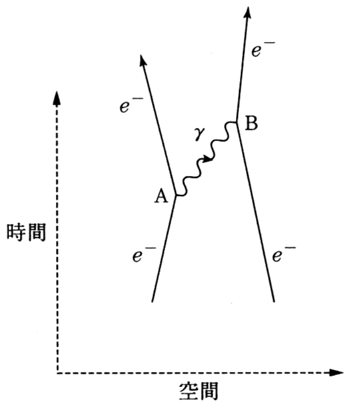


図 4.2　2 個の電子が散乱する遷移振幅を計算するファインマンダイアグラム．このダイアグラムを見ると電子がどのようにして散乱するかが物理的に明確になる．

が明確になり，なおかつファインマンダイアグラムにははっきりした計算のルールがあって遷移確率が計算でき，実験と比較できる結果を与える．

…………弱い相互作用

自由な中性子 n は弱い相互作用とよばれる力によって約 15 分で

$$n \to p + e + \bar{\nu}$$

と(陽子 p，電子 e，反ニュートリノ $\bar{\nu}$)に崩壊してしまう．この核子や原子核がニュートリノを放出する崩壊を **β 崩壊**とよぶ．

もし，このような中性子の崩壊が存在したら，わたしたちの宇宙は崩壊してしまうのではないのか，と疑問を持たれる読者をほめたい．そう考えるべきである．しかし，原子核の中に束縛されている中性子は実は結合エネルギーによって安定に保たれている．例えば重水素 D は (p, n) で構成されており，

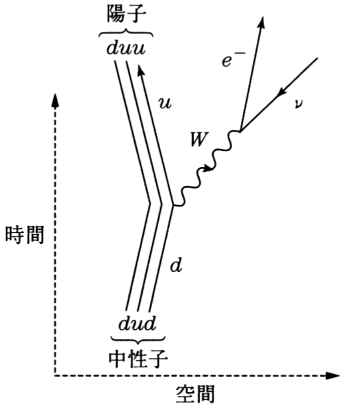


図 4.3 β 崩壊. $n \to p+e+\bar{\nu}$. 中性子の中の d クォークが W ボソンを放出して u クォークになり W ボソンはその後, $e+\bar{\nu}$ に崩壊する.

$$D \to 2p + e + \nu \tag{4.5}$$

と崩壊する可能性があるが, D の質量は $M_p + M_n-$ 結合エネルギー で, 陽子 2 個の質量 $2M_p$ より低い. したがって重水素は安定なのだ. 重水素は宇宙の構成に非常に重要な役割をしているので, この結合エネルギーが宇宙の崩壊を救ったと言っても言い過ぎではない.

太陽も弱い相互作用によって燃えている. したがって, 弱い相互作用は地球のエネルギーの源でもある.

弱い相互作用で崩壊する粒子の寿命は長い. それは質量のない光子やグルーオンを媒介して作用する電磁相互作用や, 強い相互作用と違い, 弱い相互作用で媒介される W ボソンの質量は 100 GeV もあるからである. つまり, 中性子が質量 100 GeV もある W ボソンに実際は崩壊できない. でも場の理論ではエネルギーの保存しない仮想的(バーチャル)な状態が存在できる. 例えば図 4.3 の中間状態は陽子と W ボソンでエネルギー保存則

がおおいに破れている．

もちろん実験で観測できる終状態はエネルギーを保存する状態だから，W ボソンは放出されず，$W \to e + \bar{\nu}$ に崩壊した状態になっている．ファインマンダイアグラムを計算すると，このような重い質量の中間状態が寄与するダイアグラムから導く遷移確率は，軽い中間状態が寄与するダイアグラムより小さい．このようにして，W ボソンを媒介して作用する弱い相互作用でおこる遷移確率は，光子を媒介して作用する電磁相互作用でおこる遷移確率より小さいことが理解できる．弱い相互作用で崩壊する粒子の寿命は，遷移確率に反比例し，電磁相互作用や，強い相互作用で崩壊する粒子に比べて，W ボソンの質量が重いので長い．

β 崩壊は，図 4.3 のファインマンダイアグラムのように W ボソンの交換で起こされる．このダイアグラムのなかで，d クォークが W ボソンを発射して u クォークに変換していることに注意してほしい．W ボソン自身電荷をもっており，運動量だけでなく電荷も運ぶのである．式(4.1)の上下 2 段に分けられたクォークは，電荷の差が 1 単位 e あり，W ボソンを吸ったり吐いたりして上下の移り変わりを行なうのである．

また図 4.3 でニュートリノ ν の矢印が時間を逆行する向きであることに注意してほしい．前章で説明したように時間を逆さまに進む粒子は反粒子と扱う．この図を下から上へと時間の順に読んでいくと，W ボソンが反ニュートリノと電子に分裂したという方が正直だと思われるかもしれないが，ニュートリノが時間を逆行してやってきて，W を吸収した後に電子となって時間を順行したと解釈しても差支えがないのである．

式(4.2)の上下 2 段に分けられたレプトンもまた，電荷の差が

1単位あり，Wボソンを吸ったり吐いたりして上下間の移り変わりを行うのである．

…………小林–益川行列

光子は電荷，グルーオンは色で作用し，クォークの種類を変えない．Wボソンはこれらと違い，電荷を持ち，クォークの世代まで変えてしまう性質をもっている．このクォークが世代を超えて遷移する現象を**クォークの混合**という(図4.4)．

$$d \to u,\ c,\ t; \qquad s \to u,\ c,\ t; \qquad b \to u,\ c,\ t \tag{4.6}$$

とどの電荷$-\dfrac{1}{3}e$のクォークも電荷$\dfrac{2}{3}e$のクォーク$u,\ c,\ t$に遷移する．ただしどのクォークも同じ確率で遷移するというわけではない．

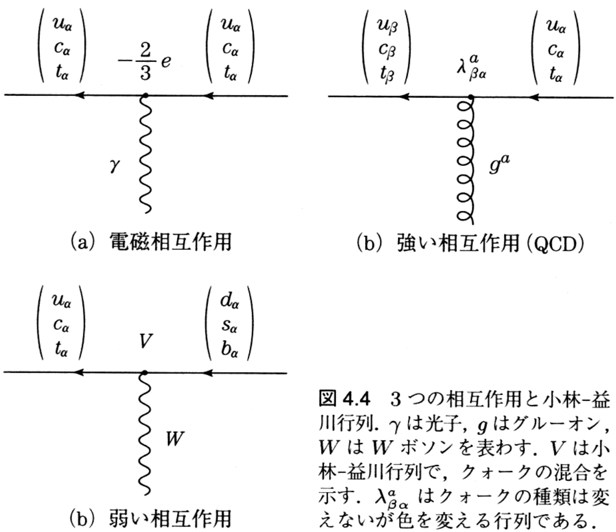


図4.4　3つの相互作用と小林–益川行列．γは光子，gはグルーオン，WはWボソンを表わす．Vは小林–益川行列で，クォークの混合を示す．$\lambda^a_{\beta\alpha}$はクォークの種類は変えないが色を変える行列である．

$$D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \qquad U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \tag{4.7}$$

とかくと，W ボソンが作用してクォークの遷移 $D_i \to U_j$ の確率振幅は 3×3 の行列 V で表わせる．ただし V の要素を V_{ij} と表わす:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{4.8}$$

この行列 V を小林–益川行列と呼ぶ．

■4.5 これらの相互作用が持つ対称性

原子核の質量や，細かい性質を基礎的な理論から計算することはできない．それは強い相互作用の力が強すぎてわれわれがもつ計算手法が適用できないからだ．いずれコンピュータシミュレーションが発達すれば可能になるであろう．ここで重要になるのが対称性である．相互作用がある対称性をもつとわかったら，その対称性を使って解析すれば多少解析が簡単になる．

3 章では古典力学と電磁気学の枠内で **C**，**P**，**T** 対称性を詳しく調べてきたが，素粒子の反応を記述する場の理論はどのような対称性をもつであろうか．

そもそも物理学者が対称性に目をつけたのは早くから研究されていた電磁相互作用や強い相互作用において **C**，**P**，**T** 対称性が保存され，自然を理解するのに大きな貢献をしてきたから

である.

現在，われわれが知っている相互作用の保つ対称性をまとめると表 4.1 のようになる．○は対称性が保たれている相互作用で，×は保たれていない相互作用を示す*.

表 4.1

	P	C	T	CP	CPT
強い相互作用	○	○	○	○	○
電磁相互作用	○	○	○	○	○
弱い相互作用	×	×	×	×	○

CP 対称性が弱い相互作用で破れていることに注目していただきたい．これこそ「まえがき」で述べたサハロフの提言した条件の 1 つではないか．ここで宇宙と素粒子の関連が生まれる．このことを詳しく述べていく.

■4.6 場の理論

場の理論では式(2.12)の波動関数 $\phi(x,t)$ を演算子と考える．すなわち，$A(p) \equiv a_p$ を粒子の消滅演算子として，$B(p) \equiv b_p^\dagger$ を反粒子の生成演算子として，

$$\phi(x,t) = \int \mathrm{d}p^3[\mathrm{e}^{\mathrm{i}Et}a_p\mathrm{e}^{-\mathrm{i}px} + \mathrm{e}^{-\mathrm{i}Et}b_p^\dagger\mathrm{e}^{\mathrm{i}px})] \qquad (4.9)$$

と書く**．ここでは一番簡単な例をとって議論を続ける．例え

* 保たれているという意味は，対称性が破られた実験結果は，現在われわれに可能な限りの方法では観測されていないことを意味するだけで，実際われわれの観測技術が届かないところで破れている可能性は否定できない.

** 粒子を消滅させることと反粒子を生成させることは同じだと考え，両解の和が一般解となる.

ばハミルトニアンの一部(hと表わす)としてϕの3重項

$$h = \int d^3x\phi(x,t)^3 \tag{4.10}$$

を計算する．式(4.9)に示されたϕを3乗する．それぞれの項のaとbの演算子だけ示すと，

（1） $a_{p_1}a_{p_2}a_{p_3}$: 3個の粒子を消滅

（2） $a_{p_1}a_{p_2}b^\dagger_{p_3}$: 2個の粒子を消滅させ, 1個の反粒子を生成

（3） $a_{p_1}b^\dagger_{p_2}b^\dagger_{p_3}$: 1個の粒子を消滅させ, 2個の反粒子を生成

（4） $b^\dagger_{p_1}b^\dagger_{p_2}b^\dagger_{p_3}$: 3個の反粒子を生成 （4.11）

のような項がでる．したがって，hは3個の粒子がある時空の点$(\boldsymbol{x},t)$で粒子を生成したり消滅したりする相互作用を表わす．

また，hの複素共役$h^\dagger$

$$h^\dagger = \int d^3x(\phi(x,t)^3)^\dagger \tag{4.12}$$

を計算すると，

（1） $a^\dagger_{p_1}a^\dagger_{p_2}a^\dagger_{p_3}$: 3個の粒子を生成

（2） $a^\dagger_{p_1}a^\dagger_{p_2}b_{p_3}$: 2個の粒子を生成させ, 1個の反粒子を消滅

（3） $a^\dagger_{p_1}b_{p_2}b_{p_3}$: 1個の粒子を生成させ, 2個の反粒子を消滅

（4） $b_{p_1}b_{p_2}b_{p_3}$: 3個の反粒子を消滅 （4.13）

のような項がでる．式(4.11)(1),(2),(3),(4)と式(4.13)(4),(3),(2),(1)を比べてみよう．これらの式はaとbを入れ替えた関係にあるのがわかる．つまり，粒子と反粒子をお互いに変換した演算子である．したがって，hと$h^\dagger$の関係は粒子$\leftrightarrow$反粒子の変換で，これは**CP**変換である．つまり，

$$\mathbf{CP}h\mathbf{CP}^{-1} = h^\dagger \tag{4.14}$$

である．

CP 対称性はハミルトニアンに含まれている位相が最も重要である．つまり，ハミルトニアンに位相が含まれていなければ **CP** 対称性は常に保存される．以下このことを示す．

量子力学で学ぶが，ハミルトニアンはエルミート ($H = H^\dagger$) でなければならない．これはエネルギー固有値が実数であることから示される．したがって，もし演算子 h を含むハミルトニアン H を書きたかったら

$$H = ch + c^*h^\dagger \tag{4.15}$$

と書けば H はエルミートになる．すると，H の **CP** 変換は

$$\mathbf{CP}H\mathbf{CP}^{-1} = ch^\dagger + c^*h \tag{4.16}$$

となる．したがって $[H, \mathbf{CP}] = 0$ は c が実数のときのみ満たされる．c が実数のとき **CP** は保存される．一方，c が複素数のとき **CP** 対称性は保存されない．**CP** が破れるには，c のような定数に位相が含まれていることが不可欠なのである．

では c が複素数のとき **CP** 非保存の現象が実際に実験に現われるだろうか．

これが今後の課題である．実験は粒子の数を数えることしかできない．つまり，実験結果はつねに整数なので，なかなかハミルトニアンに含まれている位相の情報を引き出すのは困難なのだ．

5
K 中間子の登場

中間子 K^0 と $\overline{K}^0$ はお互いに反粒子の関係であり，両者の違いはストレンジネスが反対であることである．弱い相互作用は，前章の 4.4 節で述べたように，ストレンジネスを保存しない．したがって $K^0 \leftrightarrow \overline{K}^0$ とお互いに遷移する可能性がある．この現象を $K^0-\overline{K}^0$ 混合(一般に**粒子-反粒子混合**)という．

粒子-反粒子混合はどのような系で起こりうるか．

電子-陽電子は混合するか．もし $e^- \leftrightarrow e^+$ とお互いに遷移したら電荷が保存されない．電荷はあらゆる相互作用が保存すると考えられる．したがって相互作用によって粒子と反粒子が混合するには無電荷でなければいけない．

では中性子はどうか．中性子-反中性子混合はあるのか．中性子と反中性子の違いはバリオン数が反対であることだ．ところがバリオン数を変化させる相互作用が強いと，陽子，中性子を含む，バリオン数をもつあらゆる粒子がバリオン数をもたない粒子に崩壊する．われわれが住む宇宙はすでに 100 億年以上存在することからバリオン数を変化させる相互作用は存在したとしても非常に弱い．したがって中性子-反中性子混合の観測はとうてい無理であろう．

このように考えると K^0 中間子がいかに特別であるかがわかる．無電荷で，しかも，反粒子 $\overline{K}^0$ との違いは弱い相互作用で保存しないストレンジネスだけであるからだ．

この章では，わたしたちに与えられた系，K^0–$\overline{K}^0$ がどれほどすばらしいかを説明したい．

■5.1 K 中間子の発見

ローチェスターとバットラーは宇宙線の飛跡を霧箱で観測していたとき図 5.1 のような飛跡を発見した．磁場が平面と垂直にかけられている．左上からエネルギーの高い宇宙線が突入し霧箱の中の原子核と散乱し，3 個の荷電粒子が飛び出す．散乱点(A)から少し離れたところ(B)に V のマークのような飛跡があることに注意してほしい．散乱点で電荷をもたない(無荷電)粒子が生成され 2 個の荷電粒子に崩壊したと解釈できる．

彼らは荷電粒子の飛跡の曲率から，

$$K^0 \to \pi^+\pi^- \qquad (5.1)$$

という崩壊を仮定して，これは $Mc^2 = 435 \pm 100$ MeV* の無荷電粒子(K 中間子)であると発表した．K^0 の発見である．点 A と点 B の間にギャップがあることは無荷電粒子の寿命が長いことを示す．強い相互作用や電磁相互作用で崩壊する粒子の寿命は $\sim 10^{-23}$ 秒で飛跡ができる前に崩壊し，ギャップが見えない．なぜ K 中間子は強い相互作用で崩壊しないのか．ゲルマンと西

---

* MeV とはエネルギー単位で 10^6 エレクトロン・ボルトである．エレクトロン・ボルトは，電子が 1 ボルト(V)の電圧の中を 1 メートル加速したときのエネルギーである．

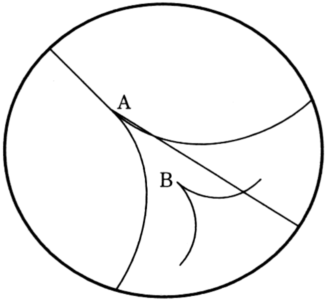


図 5.1 K 中間子の発見.

島は K 中間子はストレンジネス量子数を持ち，強い相互作用および電磁相互作用はこの量子数を保存すると仮定した.

現在のわれわれの理解では弱い相互作用はストレンジネス量子数を保存せず，$s \to W^+ + u$ と W ボソンを媒介してストレンジネス量子数を持った s クォークがストレンジネス量子数を持たない u クォークに遷移する.

$K^0 \to \pi^+\pi^-$ の崩壊をファインマンダイアグラムで見てみよう(図 5.2). K^0 中間子は$(d\bar{s})$の束縛状態である. u クォークが時間を反対に未来から入ってくるのに注意してほしい. この u クォークはまた未来から入って来て，W^- を吸収し，s クォークに変換され K^0 中間子の一部となる. ただし，反粒子の概念を使って言い換えると，K^0 中間子の一部の $\bar{s}$ クォークが過去から入って来て，W^+ を放出し，$\bar{u}$ クォークが生成され π^- 中間子の一部となる. この 2 つの見方は同じである. そして $\bar{s} \to \bar{u}W^+$ 遷移で生成された反 u クォークは前から存在していた d クォークと結合して π^- 中間子になる. その後 $W^+ \to u\bar{d}$ がおこり，$u\bar{d}$ クォークは π^+ 中間子になる.

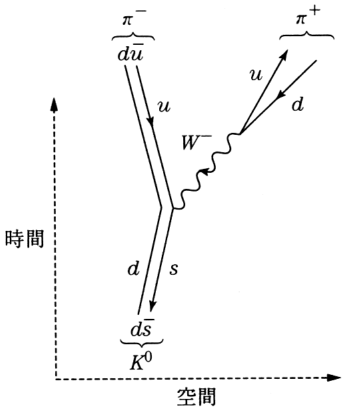


図 5.2 K 中間子が $\pi^+\pi^-$ に崩壊するファインマンダイアグラム．u，s クォーク，および W^- の矢印が反対になっていて，未来から過去に向かっているのに注意．実際には未来から過去に向かう粒子は存在せず，反粒子 $\bar{u}$，$\bar{s}$，および W^+ が過去から未来に運動していると解釈する．

■5.2 $\tau-\theta$ 混合の謎

わたしたちの頭の中には先入観がある．ときどきその先入観が間違っていると実験結果が大きな謎になる．電磁相互作用や強い相互作用ではパリティの破れは観測されていない．したがってわたしたちはパリティは常に保存されていると思い込んでいた．ところが 2 つの個別の粒子と思われる θ，τ の奇妙な崩壊が発見された．

$$\begin{aligned} \theta^+ &\to \pi^+\pi^0 \\ \tau^+ &\to \pi^+\pi^+\pi^- \end{aligned} \tag{5.2}$$

$\theta^+ \to \pi^+\pi^0$ の崩壊では 2 つの π 中間子のパリティは $+1$ である．また角度分布を測ると $\pi^+\pi^+\pi^-$ のパリティは -1 と示された．したがって，これらの遷移でパリティが保存されていれば，θ のパリティは $+1$ で τ のパリティは -1 であり，2 つの粒子 θ，τ が存在すると考えられる．

ただし，奇妙なことにこの 2 つの粒子の質量と寿命にまった

く違いが見つからなかった．でもこれは何かおかしい．この2つの粒子がまったく同じものかどうかを別に確かめよう．粒子の崩壊する確率は遷移の終状態に伴なう位相空間に比例する．

位相空間について簡単に説明する．たとえば路上駐車するとしよう．誰もが経験上知っているように一定の長さの場所に駐車するとき，小さい車のほうが大きい車より簡単に駐車できる．この例では位相空間は駐車可能な場所の長さと車の長さの差に比例する．したがって，小さい車を駐車するとき，大きい車を同じ場所に駐車するより位相空間が大きいので簡単に駐車できる．

終状態に伴なう位相空間は終状態の粒子の運動エネルギーに比例している．

$\theta^+\to\pi^+\pi^0$ 崩壊の場合，このエネルギーは，M_K，M_π を中間子 K，π の質量として，

$$\theta:\quad M_K-2\times M_\pi=220\,\mathrm{MeV} \tag{5.3}$$

と見積もれる．それに比べて，$\tau^+\to\pi^+\pi^+\pi^-$ 崩壊の場合，

$$\tau:\quad M_K-3\times M_\pi=80\,\mathrm{MeV} \tag{5.4}$$

である．このように，θ と τ では崩壊の位相空間は大きく違うことがわかる．なぜ2つの別個の粒子がまったく同じ寿命をもつのだろうか．

もしパリティが保存されていなくて(5.2)は同じ粒子の2つの崩壊と考えると，その粒子の寿命はあらゆる終状態に崩壊する確率で決まるので，この謎はきれいに解ける．

でも，この解を受け入れるには大きな障害を乗り越えなければならない．わたしたちが住む世界はパリティ対称性を保存しないことを認める必要がある．つまり，K 中間子の崩壊におい

て，パリティ対称性は保存しないのである．

■5.3 新しい物理への窓口

まず $K^0-\overline{K}^0$ 遷移をおこすファインマンダイアグラムを見てみよう．図 5.3(a)は W ボソンを 2 つ媒介する 2 次の弱い相互作用である．中間状態に $(u\bar{u})$，$(c\bar{c})$，$(t\bar{t})$，$(u\bar{t})$，$\cdots$ などがある．例えば $K^0\to u\bar{u}\to\overline{K}^0$ の中間状態は $(u\bar{u})$ であるが，上で述べたように自由なクォークは存在しないので，$K\to u\bar{u}$ の遷移は $K\to\pi\pi, 3\pi, \cdots$ で観測する．中間状態は $\pi\pi$ だけではなく，3π など，複数あり，$(u\bar{u})$ はそのような状態すべてを表わしている．ここで注意してほしいのは $(t\bar{t})$ など，トップクォークの状態もこの遷移の中間状態に入ることだ．

図 4.4 にあるように，トップクォークは標準模型では $s\to tW^-$ と W ボソンを放出し，s クォークが t クォークに遷移する．s クォークの質量は 500 MeV である．それに比べてトップクォークの質量は 170 GeV*，W ボソンの質量は 100 GeV だからとてつもなく重い中間状態だが，場の理論で許されるあらゆる状態が中間状態に入る．

もしわたしたちの知らない新しい物理が物理量に影響したとしよう．現在までに知られていない効果なのだからその影響はきっと小さいのだろう．だが，もし現在正しいとされている標準模型の効果のほうが新しい物理の効果よりも大きければ仮に新しい物理の効果が影響したとしても熟知された物理の効果の陰にかくれてしまい，昼に星が見えないのと同じように発見でき

* 1 GeV=1000 MeV.

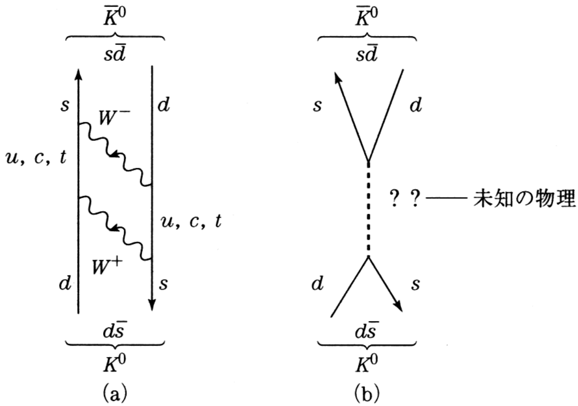


図 5.3　$K^0-\overline{K}^0$ 遷移をおこすファインマンダイアグラム．$K^0-\overline{K}^0$ と，あとで述べる $B^0-\overline{B}^0$ 遷移は新しい物理を探すのに最適な物理量である．もし新しい物理が物理量を大きく変化させれば今までに発見されているにちがいない．したがって新しい物理の物理量への影響は小さい．小さいものをどこで発見できるか．現在わかっている物理の影響が小さく，なおかつ簡単に実験で観測できる物理量を探すと，現在 2 次の弱い相互作用の遷移で容易に観測できる物理量は $K^0-\overline{K}^0$ と $B^0-\overline{B}^0$ の遷移しかない．この現象を精密に測るのが，新しい物理を探すのに一番有望と考えられる．

ない．新しい物理の効果が，標準模型の効果と比べて，ある程度大きい必要がある．したがって標準模型の効果が小さく，なおかつ精密測定が可能な物理量が，新しい物理を探すのに適した実験場となる．そこで新しい物理が存在したならば 1 つの可能性として図 5.3(b)のようなファインマンダイアグラムに寄与することが考えられる．

一般的に考えるとこの遷移振幅は W ボソンを 2 個媒介している(このことを弱い相互作用の 2 次という)ので非常に小さく観測不可能である．しかし粒子の寿命が長いので，長い飛跡を

観測することにより，弱い相互作用の 2 次の効果も観測可能になる.

したがって，もし新しい物理の効果が弱い相互作用の 2 次ぐらいの大きさであれば，$K^0-\overline{K}^0$ 混合を厳密に測ることにより，新しい物理を探求できる.

この新しい物理を追求する可能性を実際示したのがトップクォークの存在である．トップクォークはごく最近発見された．わたしたちの標準模型はつい最近まで，トップクォークを含んでいなかった．この標準模型の理論で，$K^0-\overline{K}^0$ 遷移を観測し，その値が実験と合わないと結論が出され，一致させるにはどうしてもトップクォークが必要だということで，トップクォークの存在が理論から予言できたのである.

実際 $K^0-\overline{K}^0$ 混合はこの 40 年間研究されてきた．実験結果は，わたしたちにトップクォークの存在を常に示していたのだ．40 年前から原理的にはトップクォークの存在を予言できた．ただ，$K^0-\overline{K}^0$ 混合をまともに計算する理論が存在せず，新しい物理(トップクォーク)の存在を証明できなかっただけである.

このようにして，$K^0-\overline{K}^0$ 混合と，これから話す $B^0-\overline{B}^0$ 混合は，新しい物理の存在を探る最適な物理量である.

■5.4　2 つの振り子

$K^0-\overline{K}^0$ 混合とは何か．ここでは簡単な力学の模型をもって説明する.

まず K 中間子の状態を図 5.4 のような振り子で表わす．この振り子の振幅が K 中間子の存在確率を表わすとしよう．$\mathbf{P}$ 変換は振動の向きをひっくり返す．K 中間子は $K \xrightarrow{\mathbf{P}} -K$ と変換す

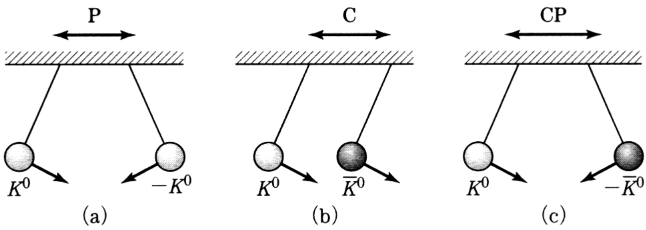


図 5.4　振り子の振幅の大きさが K や $\overline{K}$ 中間子の存在確率を表わす．(a) **P** 変換で $K^0 \overset{\mathbf{P}}{\to} -K^0$ となる．振り子で表わすと，振動方向が反対になることを「－」の符号で表わす．(b) **C** 変換で $K^0 \overset{\mathbf{C}}{\to} \overline{K}^0$ となる．$\overline{K}^0$ を黒い振り子で表わした．(c) この 2 つの変換を同時に作用させた結果(**CP**)．

る．「－」の符号は，K 中間子がクォークと反クォークの束縛状態で，クォークと反クォークは反対のパリティの固有値をもっていることからくる．この振り子をパリティ変換した振り子を図 5.4(a)で示した．

次に荷電共役(粒子反粒子変換)で

$$K^0 \overset{\mathbf{C}}{\to} \overline{K}^0 \tag{5.5}$$

と変換される．図 5.4(b) では $\overline{K}^0$ を黒い振り子で表わした．

P と **C** を合成した **CP** 変換は

$$K^0 \overset{\mathbf{C}}{\to} \overline{K}^0 \qquad K^0 \overset{\mathbf{P}}{\to} -K^0 \qquad K^0 \overset{\mathbf{CP}}{\to} -\overline{K}^0 \tag{5.6}$$

となる．図 5.4(c)は **CP** 変換を表わしている．

さて $K^0-\overline{K}^0$ 混合の話にもどる．K^0 中間子をある時間 t_0 に観測したとする．この粒子を時間 t 後に観測するとある確率で $\overline{K}^0$ になっている．これを振り子の模型で表わすと図 5.5(a)が書ける．白(K)と黒($\overline{K}^0$)の振り子は，バネで結ばれている．そうすると白の振り子だけを振っても(図 5.5(b)を参照)，しばら

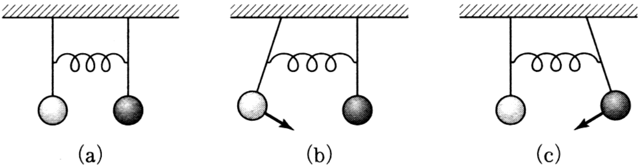


図 5.5 (a)K^0 中間子と $\overline{K}^0$ 中間子は，バネ(ハミルトニアン式(4.15))で結ばれている．(b)そうする K^0 が存在していても，(c)しばらくすると $\overline{K}^0$ に遷移する．またしばらくすると K^0 にうつり，この運動が繰り返される．

くすると黒の振り子が振れる(図 5.5(c)を参照)．またしばらくすると白の振り子が振れ，この運動が繰り返される．これは K^0 がしばらくすると $\overline{K}^0$ に遷移すること，またしばらくすると K^0 にもどることを示している．すなわち $K^0-\overline{K}^0$ の混合振動がおこることを示している．

この振り子の系の定常的な振れ方には図 5.6 に示すように，互い違いに振れるモード(a)と，そろって振れるモード(b)の 2 つの固有振動がある．2 つの振り子をつなぐことによって 1 つ 1 つが独立して運動するのではなく，2 つの振り子がお互いの存

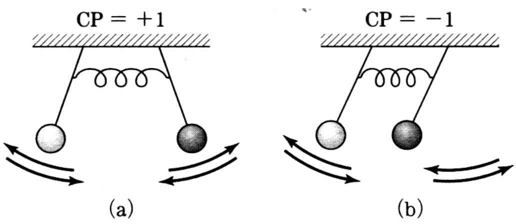


図 5.6 (a)K_+ と(b)K_- の状態．2 つの振り子をバネでつなぐと，定常的な振れ方が 2 つ存在する．左右対称な振れ方と非対称な振れ方である．K^0 と $\overline{K}^0$ を入れ替えても形が不変な振動が K_+ で，それに直交する状態が K_- に対応する．

在を意識した2つの状態で行動する．

K 中間子の系で，この2つの状態を

$$|K_\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle \mp |\overline{K}^0\rangle\right) \qquad (5.7)$$

で表わす．

さてここで注意してほしいのは固有振動の図5.6(a)では **CP** 変換でまったく同じ状態になり，固有振動5.6(b)は **CP** の変換で2つの振り子が，反対に振れることである．つまり，$\mathbf{CP}|\Psi_a\rangle = +|\Psi_a\rangle$ と $\mathbf{CP}|\Psi_b\rangle = -|\Psi_b\rangle$ で K_+ と K_- に対応している．この関係を K 中間子の系で数学的に考えると，

$$\mathbf{CP}|K^0\rangle = -|\overline{K}^0\rangle, \qquad (5.8)$$

を用いて

$$\mathbf{CP}|K_\pm\rangle = \pm|K_\pm\rangle \qquad (5.9)$$

を示すことができる．

さて K 中間子の系にもどる．静止している K 中間子のシュレーディンガー方程式を書いてみよう．強い相互作用ではストレンジネス S は保存されているので，K^0 と $\overline{K}^0$ は別個な固有状態である．

$$\mathrm{i}\hbar\frac{d}{dt}|\Psi\rangle = H|\Psi\rangle \qquad (5.10)$$

$$H = \begin{pmatrix} M_{K^0} & 0 \\ 0 & M_{\overline{K}^0} \end{pmatrix} \qquad (5.11)$$

弱い相互作用では S が保存されていないので，

$$K^0 \to \pi\pi, \qquad \overline{K}^0 \to \pi\pi. \qquad (5.12)$$

の崩壊が両方存在する．したがって $K^0 \to \pi\pi \to \overline{K}^0$ と粒子と反粒子は混合する．この混合を Δ で表わすと，H は次のようになる．

$$H = \begin{pmatrix} M_{K^0} & \Delta \\ \Delta & M_{\overline{K}^0} \end{pmatrix}. \tag{5.13}$$

Δ が振り子の模型では両振り子を結ぶバネである．

このハミルトニアンを対角化すると実際式(5.7)に表わした状態が固有常態であることがわかる．

■5.5 $\boldsymbol{K_{\mathrm{L}}}$ と $\boldsymbol{K_{\mathrm{S}}}$

図 5.7 に π^+–π^- の系を示した．この系を **P** そして **C** で変換すると図で示したように元にもどる．

このようにして，

$$\mathbf{CP}|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle \tag{5.14}$$

が示される．もしこの世界が **CP** 対称性を保存するならば，K_+ しか $\pi\pi$ の終状態に崩壊しない．つまり

$$\begin{aligned} K_+ &\to 2\pi, \\ K_- &\not\to 2\pi \end{aligned} \tag{5.15}$$

である．K_- は

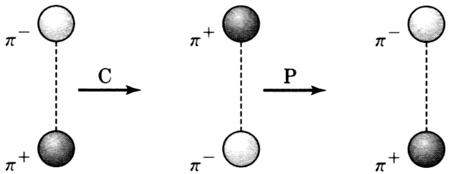


図 5.7

$$K_- \to 3\pi. \tag{5.16}$$

にしか崩壊できない．

この事実から K_+ と K_- の寿命は大きく違うことが予言できる．$K \to \pi^+\pi^-$ と $K \to 3\pi$ では，位相空間が大きく違う．

ここでは寿命の違う 2 つの K 中間子を K_S と K_L とよぶ．ラベル S と L は短い寿命(short)と長い寿命(long)からくる．この 2 つの状態は H の固有状態で固有値，固有状態の質量は $M(K_+) = M(K_S) = M_S$ と $M(K_-) = M(K_L) = M_L$ で示す．また両者の寿命 τ_S と τ_L は

$$\begin{aligned} \tau_S &\equiv \tau(K_S) = (0.8926 \pm 0.0012) \times 10^{-10}\ \mathrm{s} \\ \tau_L &\equiv \tau(K_L) = (5.15 \pm 0.04) \times 10^{-8}\ \mathrm{s}. \end{aligned} \tag{5.17}$$

実際，実験で両粒子の寿命は 600 倍も違うことが観測されている($\tau(K_L)/\tau(K_S) \sim 600$)．

この寿命の大きな比は，自然のいたずらとしかいえない．たまたま，K 中間子の質量と π 中間子の質量の関係がこのような大きな比を生み出したのである．もし，π 中間子の質量が非常に小さいか無質量だったら，$\tau_L \sim \tau_S$ になり，次の節に書くような **CP** の破れの発見はなかったかもしれない．

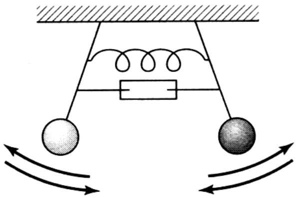


図 5.8 振り子の模型で K_S の寿命が短いことを示すのに，2 つの振り子の間にピストンがついているとしよう．図 5.6 に示された 2 つの振り子の運動のなかで，(a)の運動のほうがピストンをはげしく動かし，振り子ははやく止まってしまう．つまり，K_S の寿命のほうが短い．

次に K_L と K_S の存在を図 5.8 の模型で考える．$K_+ \to \pi\pi$ の崩壊をこの模型で表わすには，図 5.8 のように振り子図 5.6(a)の間にピストンを付ける．振り子はピストンを押したり引いたりしてピストンに仕事をしているうちに止まってしまう．図 5.6(b)の振り子はこのピストンがきかないので止まらない．K_L は $K_L \to 3\pi$, $\pi e\nu$ などの崩壊をするが，$K_S \to \pi\pi$ の崩壊に比べて，ずっと低い頻度でしか起こらないのである．

■5.6 CP 対称性の破れの発見

1964 年，クローニンとフィッチは K_L 中間子が物質の中を飛ぶときに奇妙な現象が起こると発表された論文を見て，その結果の確認に取りかかっていた．図 5.9 は彼らの装置である*．陽子のビームが標的と衝突すると K^0 と $\overline{K}^0$ が生成される．一般に生成された粒子はそこら中に散らばるので，実験装置の軸に細長いチューブ(コリメーター)を置き，その中を通りぬけたビームだけをひろう．

このようにして，装置の軸上を走るビームができる．その中には，K^0 と $\overline{K}^0$ もあるが，これらの粒子が，真空を走るときは，質量の固有状態で考える必要がある．K_L と K_S だ．ただし，K_S は寿命が短いので素早く崩壊し，ちょっと時間がたつと，K_L しか残らない．この測定器は K_L が 2 つの粒子に崩壊する崩壊過程を測定するようにデザインされている．$K_L \to \pi\pi$ は **CP** 対

＊　この図にスパーク・チェンバーと記されている測定器は霧箱と違い，データを収集するスピードが圧倒的に速い．実験で測定する反応の数が増えるにつれて，新しい測定器が必要になる．仁科記念公演でクローニン氏は，名古屋大学名誉教授福井修二先生の論文に従ってこの測定器を建設したと話された．

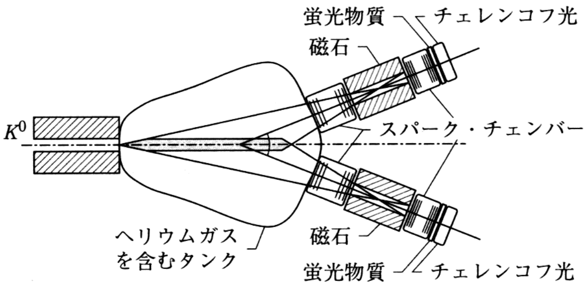


図 5.9　CP の破れを発見した測定器．ビームがターゲットにあたり，K^0 と $\overline{K}^0$ が生成される．無荷電粒子がコリメーターに入り，運動量がコリメーターの穴と平行な粒子だけが穴から出られる．平行でない粒子は全部壁にぶつかり，反応し，穴から出れない．その中には，K^0 と $\overline{K}^0$ もあるが，これらの粒子が，真空を走るときは，質量の固有状態で考える必要がある．K_L と K_S だ．ただし，K_S は寿命が短いので素早く崩壊し，ちょっとたつと，K_L しか残らない．つまり，測定器をターゲットから少し離れたところに置くことにより，K_L のビームができる．驚くべきことにこの K_L が $\pi\pi$ に崩壊した．

称性を破るので，このような崩壊は起こらないと考えられたが，じつは

$$\frac{確率\,(K_L \to \pi\pi)}{確率\,(K_S \to \pi\pi)} = 2 \times 10^{-3} \qquad (5.18)$$

で観測された．これが **CP** 非対称性の発見である．

$|K_S\rangle$ も $|K_L\rangle$ も **CP** 正の固有状態に崩壊することが，この実験で示された．つまり，自然は **CP** の固有値で粒子を区別しない．

6
B 中間子の登場

前章で示した K 中間子で観測された K^0–$\overline{K}^0$ 混合や **CP** の破れなど，B 中間子ではもっとはっきり示されることが期待される．

■6.1　J/ψ 中間子の発見

1969 年，当時わたしはコロンビア大学のポスト・ドクター研究員だった．実験の大家レダーマン先生はときどき午後わたしの部屋に来て，物理家としては半人前のわたしに話しかけてくださった．

当時，先生は

$$p + U \to \mu^+\mu^- + anything \qquad (6.1)$$

で示されるような陽子(p)をウラン(U)の標的に打ち込んでレプトン $\mu^+\mu^-$ とあとは *anything*(どんな粒子でもかまわない)を生成させる反応を測定しておられた．なぜ $\mu^+\mu^-$ かというと，μ 中間子は非常に他の粒子から識別しやすい．μ 中間子のみが分厚い鉄の板を通り抜けるので，測定器と標的の間に鉄板をおい

てやれば簡単に識別できる．また，なぜウランかというとウランが容易に手に入る標的の中で一番陽子や中性子を含んでいて，それだけ反応しやすい標的だからだ．

この反応を測定することによって，もし新粒子(ここでは「X」とする)が生成され，その粒子が

$$X \to \mu^+\mu^- \tag{6.2}$$

と崩壊したとする．実験で μ^+ と μ^- の運動量を測り，X の質量 M_X を計算する．そして質量の振幅を測定すれば，X が生成されたイベントは必ずこの M_X のところに入るので，振幅は M_X のところに大きな山ができる．その山が観測できれば新しい粒子が発見できることになる．

彼は常に一番高いエネルギーの加速器でこの実験を行なっていた．新粒子を生成するには，エネルギー保存則から，始状態のエネルギーが，終状態のエネルギーと等しくなければいけない．つまり，X を含む終状態のエネルギーは M_X だけのエネルギー M_Xc^2 よりも高いはずなので，エネルギーの高い加速器でこの反応を探すのが有利と考えた．

ある日先生は図(図 6.1)を持ってこられた．この図は 3 GeV のところが肩みたいなかっこうで $\mu^+\mu^-$ が生成される確率が大きくなっている．これは彼の実験チームが，当時最高のエネルギーで陽子を加速できる米国のブルックヘブン国立研究所で実験した結果だった．彼はそれを指差して「これは新粒子が 6 GeV にある証拠だよ」と言っておられた*．

---

* 6 GeV の粒子を生成するにはエネルギーが足りない．実はウランの標的を使っているので，標的の中の陽子や中性子が運動していて(フェルミ運動という)，そのために非常に少ない確率で 6 GeV の粒子を生成するような反応が観察できる．

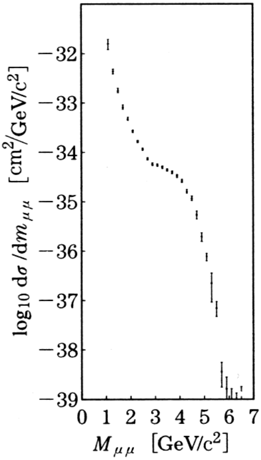


図 6.1 「レダーマンの肩」を示す振幅．$p + U \to \mu^+\mu^- +$ *anything* で $\mu^+\mu^-$ の質量に鋭い山を発見すれば $X \to \mu^+\mu^-$ に崩壊する新粒子が存在することを示す．この肩は，新粒子 J/ψ の存在を意味しているにもかかわらず，μ 中間子のエネルギー測定の誤差が大きすぎたため山が肩になり，大発見を見逃した．

先生はその後，ヨーロッパで，より高いエネルギーに陽子を加速できる新しい加速器が完成したので，そこで同じ実験を試みた．

そのころ，サム・ティングはこの肩を見て，これは 3 GeV のところに新粒子が存在するのではないかと考えた．ただ，この実験では μ 中間子のエネルギー測定に誤差が大きすぎてシャープな山にならなかったのだと判断した．エネルギー測定の誤差を小さくすればレダーマンの肩は針のような山に見える．この推理で，サム・ティングはブルックヘブン国立研究所にもどり，もっと精密な実験を行なった．そのために，$\mu^+\mu^-$ を測定する変わりに e^+e^- を測定した．電子や陽電子のほうが，エネルギーが精密に測れるし，電子と μ^- は質量が違うが，それ以外の性質はまったく同じだからである．

そして新粒子を発見した．ティングはその新素粒子を J(中国語でティング：丁)と名づけた．同時にスタンフォード線形加速

器研究所でも電子陽電子衝突でまったく同じ質量の粒子が発見された．スタンフォードのチームはこの粒子を ψ と名づけた．現在 J/ψ とよばれているこの粒子は c クォークと反 c クォークの束縛状態であることが後にわかった．これが B 中間子の発見である．

この発見でサム・ティングはバート・リィクターとともに1976年ノーベル賞を受賞した．

■6.2　*b* クォークの発見

このようにしてレダーマン先生はノーベル賞を取り損ねた．ここまで来れば，先に進むよりない．彼はさらに高いエネルギーで同じ実験を続けた．今度は米国のフェルミ国立研究所でだ．ここで彼はやっと新粒子 Υ を発見した．これは b クォークと反 b クォークの束縛状態である．つまり b クォークの発見である．

最後に付け加えるが，レダーマン先生はこの直後，20年前の仕事，2番目のニュートリノ ν_μ の発見で1988年ノーベル賞を受賞された．

■6.3　*B* と *K* の関係

B 中間子と K 中間子は密接な関係にあることが下の式からわかる．

$$\begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{s}u \\ \bar{s}d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} B^+ \\ B^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{b}u \\ \bar{b}d \end{pmatrix} \tag{6.3}$$

ただ s クォークを b クォークに置き換えただけで，B 中間子は K 中間子のコピーみたいなものだ．したがって，K 中間子で観

測された K^0–$\overline{K}^0$ 混合や **CP** 対称性の破れなど，面白い物理現象が B 中間子でも期待された．

図 5.3 に $K^0 \to \overline{K}^0$ 遷移を起こすファインマンダイアグラムを示したが，s クォークを b クォークに置き換えただけで，$B^0 \to \overline{B}^0$ 遷移を起こすファインマンダイアグラムができ上がる．（7 章で，$K^0 \to \overline{K}^0$ と $B^0 \to \overline{B}^0$ 遷移を詳しく議論する．図 7.1 参照.）

当時，$K^0 - \overline{K}^0$ 振動の計算を経験しているわたしにとって，$B^0 - \overline{B}^0$ 振動の計算など朝飯前だった．ではなぜわたしは $B^0 - \overline{B}^0$ 振動を予言できなかったのだろうか．それは当時まだトップクォークが発見されていなかったからである．もちろんトップクォークの存在は仮定した．でも，その質量が与えられていなかった．ある実験結果ではトップクォークの質量は 50 GeV 以下と発表されていた．わたしはその結果に惑わされた．もしこの値が本当であれば $B^0 - \overline{B}^0$ 振動が実験で観測されるまでに，相当時間がかかると予想された．

■6.4　*B* と *K* の違うところ

B 中間子と K 中間子の質量は大きく違う．B は 5 GeV で K はその 10 分の 1，500 MeV だ．質量 500 MeV の K 中間子は $\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ か，$\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0$ にしか崩壊できない．2π は **CP** 固有値が正であるから，**CP** が保存していれば K_- は 2π に崩壊できず 3π に崩壊するが，また 3π の崩壊は位相空間が小さいので K_- は寿命が長い．

さて，B 中間子の場合はどうだろうか．次式で示される 2 つの固有状態

$$|B_\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|B^0\rangle \pm |\overline{B}^0\rangle\right) \qquad (6.4)$$

が存在する*．しかし，質量が 5 GeV にもなると，数多くの崩壊過程があり，B_+ と B_- の寿命は両方短く，違いはとうてい観測不可能である．

K 中間子の場合，陽子を標的に入射すると K^0 と $\overline{K}^0$ が生成され，待っていると K_S が崩壊して自然に K_L ビームができる．B 中間子の場合，両状態がほぼ同じ寿命なので，このように簡単に固有状態を分けることができない．

■6.5 CP 対称性の破れ

5 章の最後に説明したように，K 中間子の場合，$|K_L\rangle$ のビームが容易にでき，わずかであるが $|K_L\rangle$ も $\pi\pi$ に崩壊でき **CP** の固有値で状態を区別できないことがわかった．B 中間子の場合，こう簡単に $|K_L\rangle$ のようなビームがつくれない．では B 中間子で **CP** 対称性の破れをどのように確認できるのか．5 章で議論したように，**CP** が保存されているという意味は

$$[H, \mathbf{CP}] = 0 \qquad (6.5)$$

だ．この式は $H = \mathbf{CP}^{-1} H \mathbf{CP} = \mathbf{CP}^\dagger H \mathbf{CP}$ と書ける．**CP** が保存されていることを仮定して，$B^0 \to \pi^+\pi^-$ 遷移過程（$\langle\pi^+\pi^- |H|B^0\rangle$）と $\overline{B}^0 \to \pi^+\pi^-$ 遷移過程（$\langle\pi^+\pi^-|H|\overline{B}^0\rangle$）が等しいこと

---

* この式を見てあれっ，式(5.7)と符号が違うと考えられた読者はえらい．この符号は $\mathbf{CP}|B\rangle = +|\overline{B}\rangle$ ととるか，$\mathbf{CP}|B\rangle = -|\overline{B}\rangle$ にとるかで変わる．K 中間子混合を振り子で説明するときは，$\mathbf{CP}|K\rangle = -|\overline{K}\rangle$ ととるほうが便利であった．実験結果は，この符号によらないことを示せる．

を示す*．上記の関係式を使うと

$$\langle\pi^+\pi^-|H|B^0\rangle = \langle\pi^+\pi^-|\mathbf{CP}^\dagger H\mathbf{CP}|B^0\rangle \tag{6.6}$$

となる．

終状態 $\langle\pi^+\pi^-|$ は $\mathbf{CP}$ の固有状態で固有値は正である．すなわち $\mathbf{CP}|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle$ だから，この関係式のエルミート共役は $\langle\pi^+\pi^-| = \langle\pi^+\pi^-|\mathbf{CP}^\dagger$ を使うと

$$\langle\pi^+\pi^-|H|B^0\rangle = \langle\pi^+\pi^-|H\mathbf{CP}|B^0\rangle \tag{6.7}$$

となる．さらにここで $\mathbf{CP}|B^0\rangle = |\overline{B}^0\rangle$ を使うと

$$\langle\pi^+\pi^-|H|B^0\rangle = \langle\pi^+\pi^-|H|\overline{B}^0\rangle \tag{6.8}$$

が示せる．これは 2 つの崩壊 $B^0 \to \pi^+\pi^-$ と $\overline{B}^0 \to \pi^+\pi^-$ がまったく等しいことを意味する．つまり，$\mathbf{CP}$ が保存されているかを調べるには，この 2 つの崩壊に違いがあるかどうかを調べればよい．

ここでは簡単のために，終状態 $\pi^+\pi^-$ を使ったが，終状態が $\mathbf{CP}$ の固有状態であれば上記の議論は成り立つ．実験で観測する分岐比は**，遷移過程の絶対値の 2 乗である．したがって，上の議論では $\mathbf{CP}$ 固有値が正の終状態であったが，負の固有状態であっても結論は変わらない．$\mathbf{CP}$ 固有状態の終状態を $f_{\mathbf{CP}}$ とすると，$B \to f_{\mathbf{CP}}$ と $\overline{B} \to f_{\mathbf{CP}}$ の分岐比 Br は

* ハミルトニアン H_{ij} は行列で，始状態「j」から終状態「i」に遷移する振幅と考えてもよい。始状態 $i = |B\rangle$ から終状態 $j = \langle\pi^+\pi^-|$ に遷移する振幅を $\langle\pi^+\pi^-|H|B\rangle$ と表す．

** B 中間子はさまざまな終状態に崩壊する．$B \to f$ の分岐比 Br はある特定の終状態(f)に崩壊する確率で，$\mathrm{Br}(B \to f)$ と書く．

$$\mathrm{Br}(B^0 \to f_{\mathbf{CP}}) = \mathrm{Br}(\overline{B}^0 \to f_{\mathbf{CP}}) \tag{6.9}$$

を満たす.

この結果を使って，実験で観測できる物理量でどのように **CP** 対称性の破れを調べるかを次章で述べる.

7 巨大な CP 対称性の破れ

前章で **CP** の対称性を確認するには，まず終状態の中から **CP** の固有状態，$f_{\mathbf{CP}}$(例えば $f_{\mathbf{CP}} = \pi^+\pi^-$)を選び $B^0 \to f_{\mathbf{CP}}$ と $\overline{B}^0 \to f_{\mathbf{CP}}$ の分岐比が等しいかどうかを調べればよいことを示した．この章ではこれらの分岐比をさらに詳しく検討し，どこから **CP** 非対称性が生じ，それが実験でどう現われるかを議論する．この章では **CP** 対称性を議論するときに使うテクニークを紹介するが，その予備知識を 1 つ述べる．

3 章ではパリティ演算子がユニタリ演算子であることを示した．同じように荷電共役演算子 **C** もユニタリ演算子である．この両演算子の積 **CP** もユニタリ演算子であることは簡単に証明できる．($\mathbf{CPCP}^\dagger = \mathbf{CPP}^\dagger\mathbf{C}^\dagger = 1$)．

■7.1 ハミルトニアンが $H = H_+ + H_-$ と書けたら

CP 対称性が保たれるなら，あらゆる状態を **CP** の固有値によって区別でき，時間がいくら経ってもその **CP** 正の固有状態は正，負の固有状態は負のままと，時間によって変化しない．その条件は

$$[H, \mathbf{CP}] = 0 \tag{7.1}$$

であることを示した.

CP が保存されていない場合，ハミルトニアンが $H = H_+ + H_-$ と書けたとしよう．このとき $\mathbf{CP} H_\pm \mathbf{CP}^{-1} = \pm H_\pm$ と定義し H_+ が **CP** を保存しているハミルトニアン（$[H_+, \mathbf{CP}] = 0$），H_- が **CP** を破るハミルトニアン，$[H_-, \mathbf{CP}] \neq 0$ とする.

$B^0 \to f_{\mathbf{CP}}$ と $\overline{B}^0 \to f_{\mathbf{CP}}$ の遷移過程は

$$\begin{aligned} A(B^0 \to f_{\mathbf{CP}}) &= \langle f_{\mathbf{CP}} | H_+ | B^0 \rangle + \langle f_{\mathbf{CP}} | H_- | B^0 \rangle \\ A(\overline{B}^0 \to f_{\mathbf{CP}}) &= \langle f_{\mathbf{CP}} | H_+ | \overline{B}^0 \rangle + \langle f_{\mathbf{CP}} | H_- | \overline{B}^0 \rangle \end{aligned} \tag{7.2}$$

である．さて **CP** 対称性が，この遷移にどのような制限を与えるかを考える.

$\mathbf{CP} H_\pm \mathbf{CP}^{-1} = \pm H_\pm$，$\mathbf{CP} | B^0 \rangle = | \overline{B}^0 \rangle$，$\mathbf{CP} | f_{\mathbf{CP}} \rangle = | f_{\mathbf{CP}} \rangle$，$\langle f_{\mathbf{CP}} | \mathbf{CP}^\dagger = \langle f_{\mathbf{CP}} |$ を使うと H_+ について次のような計算が成り立つ.

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \langle f_{\mathbf{CP}} | H_+ | B^0 \rangle \\ &= \langle f_{\mathbf{CP}} | \mathbf{CP}^\dagger \mathbf{CP}\ H_+ \mathbf{CP}^{-1} \mathbf{CP} | B^0 \rangle \\ &= \langle f_{\mathbf{CP}} | H_+ | \overline{B}^0 \rangle = \overline{\mathcal{A}} \end{aligned} \tag{7.3}$$

となる．上の式では $\mathbf{CP}^\dagger \mathbf{CP} = 1$ と $\mathbf{CP}^{-1} \mathbf{CP} = 1$ を代入した．そして $\mathbf{CP} H_- \mathbf{CP}^{-1} = -H_-$，を代入すると

$$\begin{aligned} \mathcal{B} &= \langle f_{\mathbf{CP}} | H_- | B^0 \rangle \\ &= \langle f_{\mathbf{CP}} | \mathbf{CP}^\dagger \mathbf{CP}\ H_- \mathbf{CP}^{-1} \mathbf{CP} | B^0 \rangle \\ &= -\langle f_{\mathbf{CP}} | H_- | \overline{B}^0 \rangle = -\overline{\mathcal{B}} \end{aligned} \tag{7.4}$$

が示せる．したがって，この 2 つの遷移過程は 2 つの過程で書ける.

$$A(B^0 \to f_{\mathbf{CP}}) = \mathcal{A} + \mathcal{B}$$
$$A(\overline{B}^0 \to f_{\mathbf{CP}}) = \mathcal{A} - \mathcal{B} \tag{7.5}$$

崩壊分岐比 Br は遷移過程の絶対値の 2 乗だから

$$\mathrm{Br}(B^0 \to f_{\mathbf{CP}}) \propto |\mathcal{A}+\mathcal{B}|^2 = |\mathcal{A}|^2 + |\mathcal{B}|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,(\mathcal{A}\mathcal{B}^*)$$
$$\mathrm{Br}(\overline{B}^0 \to f_{\mathbf{CP}}) \propto |\mathcal{A}-\mathcal{B}|^2 = |\mathcal{A}|^2 + |\mathcal{B}|^2 - 2\,\mathrm{Re}\,(\mathcal{A}\mathcal{B}^*) \tag{7.6}$$

になり，この 2 つの崩壊分岐比の違いは $\mathcal{A}$ と $\mathcal{B}$ との干渉から出てくることがわかる．

■7.2 どんな場合に $\boldsymbol{H = H_+ + H_-}$ と書けるか

4 章でハミルトニアンを

$$H = ch + c^* h^\dagger \tag{7.7}$$

と書いた（式(4.15)）．h と $h^\dagger$ の関係は粒子 ↔ 反粒子，つまり粒子と反粒子を入れ替えた演算子で，$\mathbf{CP}h\mathbf{CP}^{-1} = h^\dagger$ であることを示した(4 章)．H は次のように書けるので

$$H = H_+ + H_-(\mathrm{Re}\,c) = (h + h^\dagger) + \mathrm{i}(\mathrm{Im}\,c)(h - h^\dagger) \tag{7.8}$$

となり，$H_+ = (\mathrm{Re}\,c)(h + h^\dagger)$ と $H = \mathrm{i}(\mathrm{Im}\,c)(h - h^\dagger)$ であることがわかる．**CP** 非対称性が実験で観測されるには c が複素数であることが不可欠だ．

ではどんな場合に c は複素数なのか．

読者は，なぜ電荷が実数で表わせるかを考えたことがあるだろうか？　かりに電荷が複素数であった場合，何か新しい現象が説明できるのか．実験では電子，反陽子などが電荷 $-|e|$ の電荷をもち，陽電子，陽子がその反対の電荷 $+|e|$ をもつことしか

わからない．つまり「e」の位相については，いっさい確定できない．

なぜ実験では電荷の位相を測れないのか．実験では「ある数の粒子を標的に衝突させたとき，衝突した数の粒子が測定器で測定された」という情報しか得られない．つまり，実験から出てくるのは，式(7.6)で示されているように絶対値の 2 乗に比例した整数なのだ．分度器で位相を測るわけではなく，ただ単に粒子の数を数えるのみである．

e に複素数を代入しても，その位相の情報は失われ，測定できず，とりあえず，実数に定義しておいても何も観測可能な物理量に影響をおよぼさない．

理論的に解析するときは粒子の状態は波動関数で考えられ，波動関数は複素数である．したがって，あらゆる粒子の波動関数は位相をもつ．この位相の情報は分岐比を計算するとき，絶対値の 2 乗を取ることによって失われる．例えば式(7.7)で $h = \int dx\phi(x)^3$，式(4.9)で定義されている場合もいくら c を複素数と考えても，$\phi \to \phi e^{-\mathrm{i}\frac{1}{3}\arg c}$ と場 ϕ の位相を再定義することにより c を実数に定義できる．

さて波動関数の位相の自由度を利用して場の理論に登場する定数を実数に定義できることを議論した．この場合 **CP** の破れは観測不可能である．では，この議論が成り立たない場合はあるのだろうか．

■7.3　小林–益川行列の位相

図 4.4 で示されているように，電荷 $-\dfrac{1}{3}e$ のクォーク $(b,\ s,\ d)$

が電荷 $\frac{2}{3}e$ のクォーク $(t,\ c,\ u)$ に遷移するとき，9 種類の遷移がある．これらを 3×3 の小林-益川行列 V_{ij} で表わす．これらの相互作用は次のように表わせる．

$$\begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{c} \\ \bar{t} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \sum_{ij} \bar{q}_i V_{ij} q_j \qquad (7.9)$$

V_{ij} はユニタリ行列の要素である．一般のユニタリー行列要素は複素数で位相をもつ．この位相で **CP** が破れないだろうか．答えはそう単純ではない．素粒子の反応を観測する実験は，前にも述べたように，入射する素粒子の数と放出される素粒子の数を数えるだけである．終状態の粒子の数は観測する反応の確率に比例している．確率は遷移振幅の絶対値の 2 乗に比例する．始状態，終状態に含まれている素粒子の位相の情報は振幅の絶対値の 2 乗をとったときに消えてしまう．このとき遷移振幅に存在するクォークの位相の情報も消えてしまう．確率を計算するときクォークの位相の情報がどうせ消えてしまうなら，最初からクォークの位相を自由に調節して計算を簡単にするほうが楽だ．

上記の議論を具体的な例で示す．式(7.9)の代わりに 2 世代の問題を考える．

$$\begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{c} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{c} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha} \cos\theta & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta} \sin\theta \\ -\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\alpha+\gamma)} \sin\theta & \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\beta+\gamma)} \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \qquad (7.10)$$

右辺は一般のユニタリー行列を 4 個のパラメター $\theta,\ \alpha,\ \beta,\ \gamma$ で

具体的に示した．3 個の位相 α, β, γ が存在するので，ハミルトニアンを書くと式(7.7)のように表わせる．「しめた，これで **CP** 非保存の理論ができた」と思うであろうが，問題はそう簡単ではない．式(7.7)は必要条件であるが，十分条件ではない．位相 α, β, γ はクォークの位相を微調整することによって吸収されてしまう．すなわち

$$u \to u, \quad d \to d\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\alpha}, \quad c \to c\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}, \quad s \to s\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta} \tag{7.11}$$

と書ける．したがって，クォークの位相を微調整することによって，(7.10)式は，

$$\begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{c} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\ \theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \tag{7.12}$$

と書き換えられる．式(7.12)と式(7.10)の違いは観測不可能なクォークの位相しかない．ということは，観測できる物理量を両相互作用から求めれば答えはまったく同じである．式(7.12)から導かれるハミルトニアンは **CP** を破らない．

CP を破るにはいくらクォークの位相を微調整しても取り除けない位相が存在する必要がある．そこで 3 世代のクォークを導入する．そうすると，上で述べたクォークの位相を微調整すると，最後に 1 個取り除けない位相が残ることが示せる．ちょっとめんどうくさいが，次のような議論である．

一般の 3×3 の行列は複素数の 9 個の行列要素があるので，18 個の自由に調節可能なパラメターが存在する．ユニタリー行列が満たす条件は 9 個あるのでこの制限を満たす行列のは 9 個の自由なパラメターは 9 個に減る($18 - 9 = 9$)．さらに 6 個のクォーク場の位相を自由に変えてもあらゆる測定可能な物理量

にまったく影響ないので

$$q_k \to q_k \times \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_k} \tag{7.13}$$

と変換することにより，$\bar{q}_i V_{ij} q_j \to \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\phi_j - \phi_i)} \bar{q}_i V_{ij} q_j$ と変換されるので結果的には $V_{ij} \to V_{ij}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\phi_j - \phi_i)}$ とあたかも V が変換したように考えられ，V の自由に選べる定数を 5 個減らすことができる．したがって小林–益川行列は，9 個 − 5 個=4 個の自由になる定数で書ける．V はユニタリー行列なので 3 個の回転角と 1 つの位相で書けることがわかる．

CP 非対称性を説明する小林–益川模型が正しいならば，3 世代のクォークが存在することが不可欠であることを理解していただけたと思う．

この行列の要素を決める実験が行なわれてきた．この行列は式(7.14)のように特殊な形をしている．まず対角成分が大きく，場所が対角成分から遠ければ遠いほど要素が小さくなる．したがって，小さいパラメター，$\lambda \sim 0.23$ で要素をテーラー展開すると次のように書ける．

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - \mathrm{i}\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}. \tag{7.14}$$

この行列 V に現われる新しいパラメター ρ と η は，V がユニタリである制限があるが必ずしも小さくない．つまり V_{ub} と V_{td} に大きな位相が存在してもよい．

■7.4　B 中間子における CP 対称性の破れの観測可能性

歴史をさかのぼると，K 中間子の系で観測されてきた **CP** の破れは，0.2% しかないので，この世の中はだいたい **CP** が保存されている．したがって **CP** を破る現象は弱い相互作用に比べて微小な相互作用によって起こると考えられてきた．もしこの議論が正しければ，B 中間子でも **CP** の破れは微小だろう．しかも，K_{L} や K_{S} のように寿命の違いがはっきりしないので，B 中間子系で **CP** 非対称性を実験で確認するのはほぼ不可能かもしれないと思われた．

たしかに実験で測定するパリティの破れはごく微小ではある．ただし，ニュートリノが左巻きであることから示されるように，パリティ対称性は 100% 破られている．もし **CP** 対称性も破られるのなら 100% 近く破られていることが望ましい．この場合でも，K 中間子の系では実験で測定できる **CP** 対称性の破れはパリティの場合と同じように小さかった．

では，K 中間子のでは観測可能な **CP** 対称性の破れはごく微小だったが，B 中間子の系では 100% 近い **CP** 対称性の破れが観測できる可能性はないのだろうか．

■7.5　なぜ B 中間子系の CP 対称性の破れは大きいのか

のちほどわかるが，**CP** 非対称性は $K^0 \to \overline{K}^0$ と $B^0 \to \overline{B}^0$ 遷移が大きくかかわっている．この遷移について，すでに議論したが，もう一度そこに戻る．

図 7.1 は，何度も述べたように，$K^0 \to \overline{K}^0$ と $B^0 \to \overline{B}^0$ 遷移

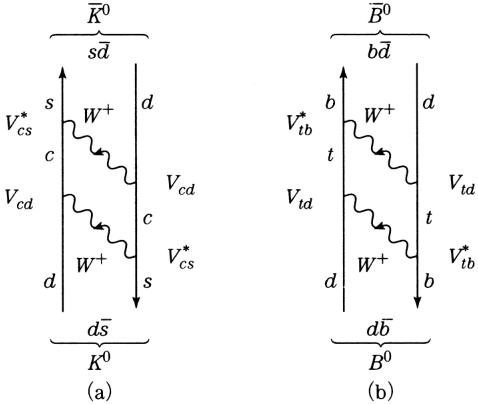


図 7.1　$K^0 \to \overline{K}^0$ と $B^0 \to \overline{B}^0$ の混合を起すファインマンダイアグラム.

を起こすファインマンダイアグラムである.

その有効相互作用を K 中間子 ϕ_K を使ってハミルトニアンで表わすと次のようになる.

$$
\begin{aligned}
H_K &= c_K \phi_{K^0}\phi_{K^0} + c_K^* \phi_{K^0}^\dagger \phi_{K^0}^\dagger \\
H_B &= c_B \phi_{B^0}\phi_{B^0} + c_B^* \phi_{B^0}^\dagger \phi_{B^0}^\dagger
\end{aligned}
\qquad (7.15)
$$

このハミルトニアンはどのように作用するかを見てみよう. ϕ_{K^0} は次のように書ける.

$$
\phi_{K^0} = \int \mathrm{d}p^3 [\mathrm{e}^{\mathrm{i}Et} a_{pK} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}px} + \mathrm{e}^{-\mathrm{i}Et} b_{p\overline{K}}^\dagger \mathrm{e}^{\mathrm{i}px}] \quad (7.16)
$$

したがって, $\phi_{K^0}\phi_{\overline{K}^0}^\dagger$ には,

$$
\begin{aligned}
&a_{pK} a_{p'K^0}, \quad b_{p\overline{K}^0}^\dagger b_{p'\overline{K}^0}^\dagger, \\
&a_{pK^0} b_{p'\overline{K}^0}^\dagger, \quad b_{p\overline{K}^0}^\dagger a_{p'K^0}
\end{aligned}
\qquad (7.17)
$$

と 4 つの項が存在し, 4 番目の項が K^0 を消滅させ $\overline{K}^0$ を生成す

るので，$K^0 \to \overline{K}^0$ の遷移を起す．

式(7.8)で示したように，**CP** を破るハミルトニアンは $\arg c_K$ と $\arg c_B$ に比例する．図 7.1 から c_K と c_B について次のことが言える．

$$
\begin{aligned}
c_K &\sim (V_{td}V_{ts}^*)^2 \\
c_B &\sim (V_{td}V_{tb}^*)^2
\end{aligned}
\tag{7.18}
$$

c_K と c_B について厳密に計算可能だが，位相は計算しなくても，上記の比例式だけで決まる．

$$
\begin{aligned}
\arg c_K &= \tan^{-1}\left(\frac{\mathrm{Im}\,(V_{td}V_{ts}^*)^2}{\mathrm{Re}\,(V_{cd}V_{cs}^*)^2}\right) \propto \lambda^6 \arg(V_{dt}) \\
\arg c_B &= \tan^{-1}\left(\frac{\mathrm{Im}\,(V_{td}V_{tb}^*)^2}{\mathrm{Re}\,(V_{td}V_{tb}^*)^2}\right) \propto \arg(V_{td})
\end{aligned}
\tag{7.19}
$$

小林–益川模型では 3 世代のクォークが必要なことを述べた．したがって **CP** 非対称性が実験観測に現れるとしたら，なんらかのかっこうで 3 世代目が関与してくる必要がある．

ここで示されたことは，$\dfrac{\arg c_K}{\arg c_B} \sim \lambda^6 \sim 10^{-4}$ で B 中間子に関連する位相のほうが圧倒的に大きいということである．

「7.4 節の議論から ϕ_{K^0} の位相を微調整することによって c_K の位相を実数に再定義可能である．したがって H_K は **CP** を破らない．したがって上の議論はおかしい」と考えた読者がおられたら嬉しい．まったくその通り．簡単なハミルトニアン，式(7.15)を書いて H_K が $K^0 \to \overline{K}^0$ 遷移を起こすことを示したが，実験では K^0 や $\overline{K}^0$ を実際数えるのではなく，K^0 や $\overline{K}^0$ を粒子の崩壊過程を分けて識別する．したがって観測可能な物理量を計算するには式(7.15)では不十分である．

ここで示したことは，$K^0 - \overline{K}^0$ 遷移から導かれる **CP** の破

れよりも $B^0 - \overline{B}^0$ 遷移から導かれる **CP** の破れのほうが大きい可能性があるということだ．実際に B 中間子の崩壊で大きな **CP** の破れが存在することを示すには，関連する粒子の位相を微調整しても残るような崩壊過程を探さなければいけない．

■7.6 どのようにして大きな CP 対称性の破れを引き出すか

1970 年代の終わりごろには，たぶん 7.5 節の議論はこの分野の多くの専門家が知っていただろう．ただし，上で説明したように，ただ c に大きな位相があったとしても必ずしもその位相が実験で測定されるわけではない．1979 年ごろ，わたしはこの大きな位相が実験で測る物理量に影響しないのかと疑問に思っていた．

そのころわたしの恩師，パイス先生がロックフェラー大学でセミナーをされた．そのセミナーはこのように始まった．

> 「今日私はあなた方に良いニュースと悪いニュースをお伝えします．まず良いニュースから．重いクォークの系にも **CP** の破れは存在します．そして悪いニュース．やはり K 中間子の系と同じように **CP** の破れは小さいです.」

わたしはそのセミナーが終わってがっくりときた．**CP** の破れの研究で世界に名がとどろくパイス先生が B 中間子系で **CP** の破れが小さいと言われたのだ．

でも少し時間が経って元気を取り戻した．いくら偉大な先輩だからといって全面的に信じる必要はない．

そして 2 つの位相が大きく違う図(図 7.2)を書き，この 2 つの振幅が干渉したら大きな **CP** の破れが生じることが予想できた．しかし，図 7.2(a)の終状態は $s\bar{d}$ で，図(b)の場合は $d\bar{s}$．つ

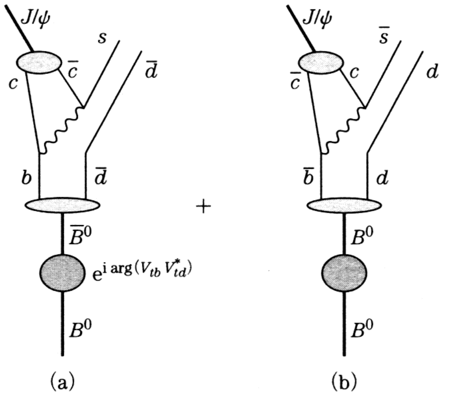


図 7.2　B 中間子崩壊の図

まり 2 つの異なる終状態は干渉しない．ここで，行きづまり，2 週間考えた．その結果，ある暑い夏の午後，試験監督をしながらノートを見ていたら急に気がついた．実験家は $s\bar{d}$ や $d\bar{s}$ を観測するのではない．これらの状態は $K_{\rm L}$ と $K_{\rm S}$ で観測されるのだ．計算した結果，粒子と反粒子崩壊の非対称は

$$a(t) = \frac{{\rm Br}(\overline{B}(t) \to c\bar{c}K_{\rm S}) - {\rm Br}(B(t) \to c\bar{c}K_{\rm S})}{{\rm Br}(\overline{B}(t) \to c\bar{c}K_{\rm S}) + {\rm Br}(B(t) \to c\bar{c}K_{\rm S})}$$
$$= \sin\left(2\arg\left(V_{td}V_{tb}^*\right)\right)\sin\left(\Delta m t\right) \qquad (7.20)$$

であった．ここで，$B(t)[\overline{B}(t)]$ は時間 $t = 0$ のとき $B^0[\overline{B}^0]$ で，また $\Delta m = M_1 - M_2$ で，2 つの B 中間子の固有状態の質量の差を表わす．

$a(t)$ を観測するには何が必要か．

(1)　$V_{td}V_{tb}^*$ の位相が重要だ．

(2)　$B^0 - \overline{B}^0$ 混合がないと $\Delta m = 0$ なので，混合が存在する必要がある．

(3) しかも時間 t の依存性をきちんと測る必要がある．

すぐに $B \to c\bar{c}K_S$ の崩壊過程の **CP** の破れについてオクスフォード大学で学位を取得してロックフェラー大学の研究員に着任したばかりのカーター氏と共著で論文を書いた．ただし，なにしろ $B^0-\overline{B}^0$ 混合が発見される 7 年も前なので，Δm も測定されていないので，図 7.1(b) から計算した．当時トップクォークも発見されていなかったのでトップクォークの質量は 50 GeV と仮定した．Δm は m_t^2 に比例するので，わたしの計算ではそうとう $a(t)$ が小さくなり，観測するには不利な結論であった．小林–益川行列の知識も乏しく，ある特定のパラメター領域では **CP** の破れが大きい可能性があるという予言にとどまった．

20 年後振り返って見ると，自然は面白いもので，小林–益川行列の要素については広い領域の中で，きちんとわたしたちが論文で指摘した **CP** の大きくなる領域が選ばれている．正しいトップクォークの質量を用いて計算すると，ほぼ 100% の **CP** の破れを予言できる．

8

CP 対称性の破れの測定

前章は素晴らしい結果を述べて終わったが，B 中間子の系で，実際に **CP** 非対称性を測定することは，なみたいていなことではない．わたしたちの論文は 7 年間眠っていた．1987 年にアーガスグループが $B^0 - \overline{B}^0$ 混合を発見したことが事の始まりだった．

さて B 中間子系の **CP** の破れをどのように観測するのか．電子–陽電子衝突では $B\overline{B}$ をペアーで生成する．でも必ずしも全部のイベントが $B\overline{B}$ を含んでいるとは限らない．B 中間子を含まないイベントもある．$\Upsilon(4S)$ は $b\bar{b}$ の束縛状態で，質量は 10 GeV なので

$$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\overline{B} \tag{8.1}$$

が唯一の崩壊過程である．e^+e^- の静止系のエネルギーが $M_{\Upsilon(4S)}$ となるように加速器を運転する．そうすると 3 個のイベントのうち，1 個は式(8.1)に示したイベントが生成される．このようにして生成された $B\overline{B}$ ペアーを使って実験を行なう．

■8.1 $B^0-\overline{B}^0$ 混合の発見

B^0 中間子と $\overline{B}^0$ の識別は

$$\begin{aligned} b &\to cl^-\bar{\nu} \\ \bar{b} &\to \bar{c}l^+\nu \end{aligned} \tag{8.2}$$

のように b と $\bar{b}$ の終状態にレプトン $l^\pm(=e^\pm,\ \mu^\pm)$ を含む崩壊においては，終状態のレプトンの電荷を測ることによって識別する．したがって，B^0 と $\overline{B}^0$ の**レプトニック崩壊**とよばれる遷移では

$$\begin{aligned} \overline{B}^0 &= (b\bar{d}) \to c\bar{d}l^-\bar{\nu} \\ B^0 &= (\bar{b}d) \to \bar{c}dl^+\nu \end{aligned} \tag{8.3}$$

で，終状態のレプトン l の電荷を測ることによって B^0 と $\overline{B}^0$ を識別する．アーガスグループは

$$\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0 \to l^\pm l^\pm + anything \tag{8.4}$$

を発見した．ここでは，式(8.4)の崩壊分岐比を記述するかわり

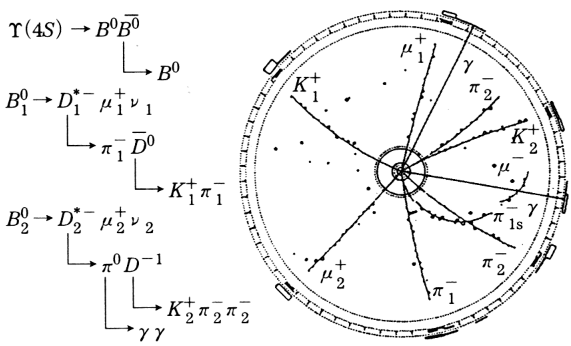


図 8.1　$B^0-\overline{B}^0$ 混合を示すイベント．

に，$B^0-\overline{B}^0$ 混合の存在が目で見える図 8.1 を紹介する．

図 8.1 が $B^0 \leftrightarrow \overline{B}^0$ を示すイベントである．終状態に同じ電荷を持った 2 個 μ^+ は中間状態が B^0B^0 であることを示している．図の左側に示されているように両者とも $B^0 \to D^{0*}\mu^+\nu$ と崩壊している．

■8.2 実験のデザイン

さて $B^0-\overline{B}^0$ 混合が発見されたので，7 年間眠っていた理論的提案にやっと実験家が興味を持ち始めた．まず式(7.18)を見てみよう．この非対称性を測定するには $B(t)$ と $\overline{B}(t)$ のビームをつくる必要がある．

$\Upsilon(4S)$ の崩壊では B^0 と $\overline{B}^0$ がペアーで生成される．まず B^0 と $\overline{B}^0$ を見分けるにはどうしたらよいか．1 つの B^0 か $\overline{B}^0$ がレプトンを含んだ崩壊をしたとしよう．そうしたら式(8.3)にあるように，レプトンの電荷を観測することによって，B^0 か $\overline{B}^0$ であるかを識別できる．仮に，l^- が時間 t に観測されたとしよう．そのとき 1 個の B 中間子は時間 t に $\overline{B}^0$ であったことが示された．ではこの瞬間，観測されなかったほうは B^0 か $\overline{B}^0$ か？　これは $\Upsilon(4S)$ がスピン 1 で，B^0 と $\overline{B}^0$ が角運動量 1 の状態にあることから，もし時間 t に $\overline{B}^0$ が観測されたらペアーの相棒はその瞬間 B^0 であることがわかる*（図 8.2）.

このように相棒が $\overline{B}^0$ であることを測定することによって $B(t)$

---

*　2 個の B 中間子は角運動量 1 の状態にはなれない．それはお互いの場所を入れ替えてもまったく同じ状態で，角運動量 1 の状態は，この入れ替えで反対称だからである．したがって，1 個のペアーが時間 t に「$\overline{B}$」と識別されるとペアーの相棒は観測しなくてもその時間 t に「B」であることがわかる．

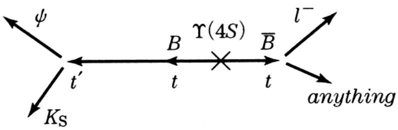


図 8.2 時間 t で $\overline{B}^0 \to l^- + anything$ を観測した．× は $\Upsilon(4S)$ が崩壊して $B\overline{B}$ ペアーが生成された時刻 $t = 0$ を示す．したがってその瞬間 $B^0 - \overline{B}^0$ ペアーの相棒は B^0 である．この図では $B^0(t' - t) \to \psi K_S$ の崩壊が B^0 ビームの時間 $t' - t$ に測定された．

のビームを原理的にはつくることができる．時間 t に $\overline{B} \to l^- \overline{\nu}$ を測定すればよい．

さて時間 t に崩壊した相棒をどのようにして識別するのか．B 中間子は約 10^{-12} 秒で崩壊する．これは光でさえ 0.3 mm しか飛ばない時間であり，B 中間子は 20 ミクロンぐらいしか飛ばず，今日の技術ではとうてい時間依存性を実験的に観測するのは不可能である．

この壁にぶつかり，途方に暮れていたときの様子が拙著『**CP** Violation』に記述されているので紹介する．

> 非対称電子・陽電子加速器を建設するという気違いじみた対案がブレーク・スルーとなった．著者と P. Oddone が上記の困難を議論していたときに Odonne が発案した．もし $\Upsilon(4S)$ が飛んでいたら，$B^0 - \overline{B}^0$ ペアーも飛ぶ．例えば，9 GeV の電子と 3 GeV の陽電子が衝突した場合，$B^0 - \overline{B}^0$ ペアーは平均 200 ミクロン飛ぶ．200 ミクロンは，現在の技術で測定可能な距離である．この提案を我々は SLAC と KEK の加速器専門家に持っていった．たびたび門前払いをくらった．でも現在，実験は両研究所のこの非対称加速器での実験が行なわれている．

9
おわりに

「まえがき」の疑問をここでふりかえる．もし標準模型が正しかったら B 中間子における **CP** 非対称性が予言できる．もしこの予言が間違っていたならば，これはこれで素晴らしい．素粒子物理学とは常に，新しい物理学を探索する学問であることはすでに述べた．もし予言が間違っていたならば，新しい物理学の発見である．

■9.1　大きな CP 非対称性が測定されたら何がわかるか

まず標準模型の予言が確認された場合はどうか．実際どのレベルで予言と実験が一致しているかが追究される．精密実験が始まるのである．あるレベルで実験と理論が矛盾したら，新しい物理の発見である．

ではいつまでもその矛盾が発見できなかったとしよう．そうすると，**CP** 非対称性の説明は小林–益川理論で正しいことになる．でも，この理論ではどこから位相が出てくるのかが明確ではない．やはり，わたしたちが理解していない物理がどこかに存在し，小林–益川行列の位相が生成されている．

この物理を探り出すことが今後の課題となる．これは相当大きなチャレンジである．ここでは説明しなかったが，そのような理論ができたら，クォークやレプトンの質量の起源が同時にわかるであろう．逆に言うと，クォークやレプトンの質量の起源を理解しないかぎり **CP** の破れは理解できない．

過去には途方もない大きなチャレンジと考えられていたことが急に完全に解けるということがよくある．場の理論で弱い相互作用を記述するのは同じように大きなチャレンジであったが，1969 年にワインバーグ-グラシャウ-サラム模型が発見されて解けた．この問題が解けたおかげで，現在の標準模型が存在する．

同じようなブレーク・スルーが待たれている．

■9.2 宇宙の起源

CP 非対称性を理解することは宇宙が存在する条件，サカロフの条件の 1 つを理解したことになる．なお，位相の起源を検討して，より基本的な理論が発見されれば，現在理解している宇宙よりさらに初期の宇宙を考えることが可能になる．このようにしてわたしたちは宇宙の歴史をどんどんさかのぼることができるであろう．

■9.3 大きな CP の破れの発見までの経過

なにしろ B 中間子の実験が重要だ，いま，とにかく B 中間子の実験をしたいと考え，わたしは高エネルギー物理学研究所(KEK)の蓄積リングで $\Upsilon(4S)$ を生成し，B 中間子工場(B ファクトリー)を建設する提案に加わった．この 1988 年に KEK

に提出した提案は見事にけられた．タイミングが悪かった．トリスタンの実験がまだ続いている状況で新しいプロジェクトを始めるのは不可能だった．わたしは機会があるたびに KEK 所長の菅原寛孝先生に KEK で B ファクトリーを建設する重要性を述べていたので，しまいには「三田君，またか！　また B のこと持ち出すのか」と先生の怒りをかった．

この提案が却下された直後，高崎，生出両氏を中心としたグループにより，次世代トリスタン計画として非対称 B ファクトリーが提案された．1994 年に，この提案が採択され，文部省から B ファクトリーの建設および，測定器建設の予算が下りた．

当時わたしは米国を拠点にし，世界中，B 中間子が生成可能な研究所をまわり，B 中間子崩壊の面白さ，重要さを述べてまわった．現在，B 中間子の研究は KEK，米国のスタンフォード線型加速器研究センター(SLAC)，FNAL，コーネル大学，ドイツの DESY，ヨーロッパ連合の CERN，などで行われている．

KEK のプロジェクトが発足した時点で，米国では東京都が中にすっぽり入ってしまうような超大規模な高エネルギー加速器 SSC を建設中だった．トンネルも一部完成しているにもかかわらず，政治的理由で SSC は中止になった．

その混乱の中で生れたのが SLAC の PEPII プロジェクトだ．B 中間子における，巨大な **CP** の破れを KEK を出し抜いて発見することが目的で発足した．SSC に自分の将来をかけていた大勢の研究者がどーっと SLAC の研究プロジェクトに流れ込んだ．

なにしろ，SLAC の研究者は気軽に，駐車場に，雨から守るためにビニールシートを使って加速器をつくり，そこで行った実験でノーベル賞を受賞したというすさまじい研究体制を持っ

ている．発見に向かって競争するテクニックを熟知している．競争に対する考え方も日本の研究者と違う．彼らは KEK に 6ヵ月遅れて B ファクトリーの建設に入ったが，その遅れを取り戻すために，加速器建設に伴なう冒険を一切避けた．

KEK の B ファクトリーは PEPII と対照的でさまざまな創造的手法が取り込まれている．その中の 1 つは，有限角度で電子と陽電子を衝突させることである．ここでは触れないが，有限角度で衝突させると，実験がしやすくなる．でもこの手法は昔，DESY で試みたが失敗に終わっている．この創造的手法で建設が 1 年遅れたら取り返しがつかなくなる．

KEK の電子・陽電子加速器で行う研究は LCPAC と呼ばれる外部評価委員会で毎年評価される．外国からの専門家を含む委員会である．その委員会でわたしは聞いた．「有限角度衝突は本当に可能か？」．発表者は「コンピュータ・シミュレーションの結果から可能だと示された」と答えた．わたしは「ではコンピュータ・シミュレーションで DESY の失敗が理解できるか」と聞いた．「DESY の加速器のパラメターが解らないので調べようがない」とのことだった．「なぜ，飛行機に乗って DESY に行き，彼らが使ったパラメターを調べて来ないのか？」と聞き返した．この問題は翌年の夏 KEK が DESY から専門家を招いて調べられた．DESY の加速器が建設されたころは，コンピュータパワーが足りず，加速器をどのように調整したらよいかが解らなかったらしい．

■9.4　はたして結果は

PEPII の方が多少早く完成した．したがって SLAC の実験グ

ループ(Babar)*のほうが日本の実験グループ(Belle)**よりも多くのB中間子の崩壊を観測していた．年1回の大きな国際会議が2001年7月にローマで開催され，両実験グループはこの国際会議に向けて競った．この時点でBelleは遅れをとりもどし，両研究グループは約同量の観測数があった．両研究グループの結果は次のようである．

$$\text{(Belle)} \quad \sin(2\phi_1) = 0.99 \pm 0.14 \; (stat) \quad \pm 0.16 \; (syst)$$
$$\text{(SLAC)} \quad \sin(2\phi_1) = 0.59 \pm 0.14 \; (stat) \quad \pm 0.05 \; (syst) \tag{9.1}$$

$\sin(2\phi_1)$は7章でのべた$\sin(2\arg(V_{td}V^*_{tb}))$である．$(stat)$とは統計的誤差で，$(syst)$は定誤差である．両結果の違いは統計的に意味があるものだが，過去の例から考えると，両研究グループが異なった結果を出したと考えるのは早い．

しかし，この結果から**CP**の破れが0.2%ではなく，$\sin(2\phi_1)$がほぼ1すなわち，**CP**の破れが100%に近いことは本当らしい．すると小林-益川模型はほぼ正しい．もし，今後，理論と実験に誤差が発見できたとすれば，それはまた未知の物理から来るものに違いなく興味深い．

---

* Babarは$B-\overline{B}$をB-Bbarと読むとBabarになり，Babarは子供の本に出てくる象さんのキャラクターである．日本の研究者は，ばばーと読んでいる．

** Belleのelleは電子・陽電子が衝突しているところ．それにBをつけるとBelleになり，これはフランス語で美しいという意味だ．bクォークのことをビューティー・クォークと名付けているのでB中間子をビューティー・ハドロンという．Bは日本語でも「美」と読め，素晴らしい名前だ．この名前はわたしが昔，力学を学んだ恩師アル・アバーシャン先生がつけた．

■9.5 新発見をささえた技術

非対称性加速器の建設と，実験を行なう測定器の建設には現在日常生活で応用されている技術に比べ，格段に進んだ技術が必要であったことを強調しておく．特に注目したいのは半導体の技術だ．日米の両国がこのような技術を競って開発し，実験を可能にしたことは，両国の技術のレベルを世界中に示した．

言うまでもないが，この技術の進歩は，新型コンピュータなどに応用され，何年か先にわたしたちの茶の間に現われるであろう．

参考文献

[1] 谷村省吾，三田一郎：パリティ，第 9 巻第 9 号 (1994).

本書の内容はこの文献にも説明してある.

[2] 立花隆：百億年の旅，立花隆徹底取材，サイアス，4-12 月号 (2000).

これも，2001 年日本の研究者が高エネルギー物理学研究所で発見した大きな **CP** の破れについて，一般向けに説明している.

本書の内容の専門的説明は

[3] I. I. Bigi and A. I. Sanda: *CP Violation*, Cambridge University Press, 2000.

を参照してほしい.

CP の発見を発表しノーベル賞につながったのは次の論文である.

[4] J. H. Christensen *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).

図 5.9 と詳しい説明は次を参照.

[5] J. Cronin: Nishina Memorial Lecture (1997). 仁科記念財団特別講演 35.

図 6.1 と詳しい説明は次を参照.

[6] J. H. Christenson *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1524 (1970).

J/ψ 粒子の発見を発表し S. Ting のノーベル賞受賞につながったのは次の論文である.

[7] J. J. Aubert *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).

図 8.1 と詳しい説明は次を参照.

[8] H. Albrecht *et al.*: *Phys. Lett.* **B192**, 245 (1987).

B 中間子における大きな **CP** の破れの予言は，

[9] A. B. Carter and A. I. Sanda: *Phys. Rev.* **D23**, 1567 (1981), I. I. Bigi and A. I. Sanda: *Nucl. Phys.* **B193**, 85 (1981)

に発表された．次は **CP** 破れの模型を発表した論文．

[10] M. Kobayashi and T. Maskawa: *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973)

次はわたしの恩師パイス先生が B 中間子における **CP** の破れは K 中間子における **CP** の破れと同じだと発表した論文．

[11] A. Pais and S. B. Treiman: *Phys. Rev.* **D12**, 2744 (1975).

[12] PROPOSAL FOR STUDY OF B PHYSICS BY A DETECTOR WITH PARTICLE IDENTIFICATION AND HIGH RESOLUTION CALORIMETRY AT TRISTAN ACCUMULATION RING. By F. Abe, K. Egawa, Y. Funakoshi, H. Ikeda, K. Kanazawa, E. Kikutani, M. Kobayashi, H. Koiso, T. Shinkawa, R. Sugawara, K. Takamatsu, K. Tamai, T. Tsuru, J. Urakawa, M. Wake, Y. Yoshimura (KEK, Tsukuba), H. Aihara (Tokyo U.), N. Fujiwara, H. Hayashi, S. Noguchi (Nara Women's U.), A.I. Sanda (Rockefeller U.), R. Takashima (Kyoto U. of Education). KEK-Internal-88-1, May 1988. 197pp.

高エネルギー物理学研究所で初めて B 中間子の研究を提案した提案書．このように著者の数が多くなると F. Abe, *et al.* などと著者リストを省略するのがしきたりだが，ここでは，本書に記録として残させていただく．

[13] ASYMMETRIC B FACTORY PROJECT AT KEK.

By Y. Funakoshi, S. Anami, A. Asami, S. Enomoto, K. Hanaoka, T. Kageyama, K. Kanazawa, E. Kikutani, H. Kobayashi, H. Koiso, S. Kurokawa, S. Ohsawa, K. Oide, S. Sakanaka, K. Satoh, T. Shidara, M. Suetake, F. Takasaki, Y. Yamazaki (KEK, Tsukuba). KEK-Preprint-90-30, May 1990. 17pp.

高エネルギー物理学研究所で非対称電子陽電子蓄積リングを建設し, B 中間子の研究を提案した提案書.

索　引

英数字

あ 行

か 行

さ 行

た 行

は 行

ま 行

三田一郎（さんだ いちろう）
1944年生まれ.
1965年イリノイ大学工学部物理学科卒.
現在，名古屋大学大学院理学研究科教授．Ph.D.
専門は，素粒子論.

CP 非保存と時間反転——失われた反世界

岩波講座 物理の世界

2001年11月26日 第1刷発行

著 者 三田一郎（さんだ いちろう）

発行者 大塚信一

発行所 株式会社 岩波書店
〒101-8002 東京都千代田区一ツ橋 2-5-5
電 話 案内 03-5210-4000
http://www.iwanami.co.jp/

印刷・法令印刷 製本・松岳社

ISBN 4-00-011142-6 Printed in Japan

岩波講座

物理の世界(全 85 冊)

編集委員：佐藤文隆，甘利俊一，小林俊一，砂田利一，福山秀敏

[入　門]

●力　学
①運動と力学②対称性と保存則③剛体の力学④力学の解ける問題と解けない問題⑤連続体のこころ

●電磁気学
①電磁気学への入門②マクスウェル方程式と電磁波③相対論と電磁気学

●量子力学
①量子力学への招待②量子力学の考え方③古典と量子の間④実験・人工量子力学⑤多体系と量子場

●統計力学
①熱・統計力学の考え方②マクロな系の論理③相転移・臨界現象

●光科学の基礎
①光科学への招待②光科学の新たな展開

●物質科学入門
①物質科学への招待②物質の成り立ち③固体における場の理論入門④相互作用する電子⑤電子の多様なふるまい

[展　開]

●物質科学の展開
①超伝導と超流動②量子輸送現象③強磁場と量子現象④物質の中の宇宙論⑤見えてきた量子力学の世界⑥トンネル効果⑦量子スピン系⑧光と物質

●さまざまな物質系
①酸化物の物性②分子の国の伝導電子③複雑構造固体④さまざまなプラズマ⑤レーザー冷却とボーズ凝縮

●物質科学の発展
①表面の科学②摩擦の物理③破壊・フラクチャを物理する④エレクトロニクス

●素粒子と時空
①有限多体量子系と原子核② CP 非保存と時間反転③ゲージ理論と素粒子標準模型④空間の力学⑤素粒子の超紐理論

●地球と宇宙の物理
①光と風景の物理②太陽圏の物理③元素の起源と宇宙の化学進化④天体高エネルギー現象の物理⑤膨張宇宙とビッグバンの物理

●物理と数理
①非ホロノームとロボティクス②結び目と統計力学③一次元電子系の数理④散逸粒子系の力学⑤自己複製と自己崩壊のパターンダイナミクス

●物理と情報
①スピングラスと連想記憶②学習と符号の平均場理論③統計物理とベイズ統計学④量子コンピュータと量子暗号⑤遺伝的アルゴリズムと進化のメカニズム⑥ DNA と遺伝情報の物理⑦ゆらぎと生体機能

●物の理・数の理
①数学からみた力学②数学からみた電磁気学③数学からみた量子力学④数学からみた相対論⑤数学からみた物性論

[技　法]

●制御する
①回路とシステム②逆問題入門③パソコン活用実験法

●極限技術
①超低温の獲得とその物理②超高圧の世界③強磁場

●装置をつくる
①先端デバイスの物理②微小重力の科学③加速器とビームの物理

●ものを見る，とらえる
①プローブ顕微鏡技術②広がるレーザー技術③磁気共鳴技術の原理と応用④最新の粒子検出技術⑤医用物理学⑥シンクロトロン放射光⑦望遠鏡⑧宇宙でおこなう科学⑨物理定数と諸単位